



João Miguel da Silva Morgado Cardoso

Licenciado em Ciências de Engenharia Mecânica

**Simulação Numérica da Propagação de Ondas
em Canal de Fundo Variável Utilizando o Código
IHFOAM**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Mecânica

Orientador: José Manuel Paixão Conde, Prof. Auxiliar, Faculdade de
Ciências e Tecnologia
da Universidade Nova de Lisboa

Júri

Presidente: Prof. Doutor Luís Miguel Chagas da Costa Gil
Arguente: Doutora Conceição Juana Espinosa Morais Fortes
Vogal: Prof. Doutor José Manuel Paixão Conde



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Setembro, 2017

Simulação Numérica da Propagação de Ondas em Canal de Fundo Variável Utilizando o Código IHFOAM

Copyright © João Miguel da Silva Morgado Cardoso, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade NOVA de Lisboa.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade NOVA de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objetivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

*Dedico esta dissertação à minha família, e em memória do meu
irmão.*

AGRADECIMENTOS

A elaboração desta dissertação não teria sido possível sem o estímulo e apoio incansável que obtive de diversas pessoas. Gostaria, portanto, de expressar toda a minha gratidão para com todos aqueles que de alguma forma, direta ou indiretamente, contribuíram para o alcance e realização deste objetivo. A todos, os meus sinceros agradecimentos.

Em especial, gostaria de agradecer em primeiro lugar aos professores do Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial da Faculdade de Ciências e Tecnologia por todo o conhecimento e enquadramento teórico transmitido.

Em particular ao Professor Doutor José Paixão Conde, pela sua orientação, disponibilidade e colaboração no esclarecimento de dúvidas e problemas que foram surgindo.

À minha família, queria agradecer a compreensão, o incentivo e a educação que me inculcaram e que me permitiu tornar no que sou hoje. Aos meus pais por me apoiarem. À minha avó por ter sempre uma palavra de apoio e por me mostrar que com dedicação tudo se consegue. Ao meu tio Nuno, por me orientar em diversas áreas, motivando-me a manter-me focado nos meus objetivos de vida.

Quero também agradecer aos meus amigos, que são a minha segunda família, pelos momentos de descontração que me proporcionaram, pelo companheirismo e pela preocupação e incentivo. Um agradecimento especial aos meus amigos/colegas Pedro, António e Eduardo, que partilharam comigo este caminho através da Mecânica dos Fluidos Computacional e da realização da dissertação, pela entreajuda que sempre houve entre todos, quase como uma equipa, e também pelos momentos de lazer que permitiram manter o equilíbrio.

RESUMO

A presente dissertação tem como principal objetivo contribuir para a validação do código numérico IHFOAM no estudo da propagação e rebentação de ondas através da simulação numérica de ondas num canal com profundidade variável, em condições próximas do limite de rebentação.

O estudo realizado divide-se em duas partes essenciais. A primeira parte consiste na realização de um estudo de independência da malha e do passo tempo na influência dos resultados e do número de Courant. Neste estudo são realizadas simulações bidimensionais com uma geometria de fundo plana. São simuladas várias malhas, começando por uma malha bastante refinada e aumentando o número de elementos por altura de onda, seguindo-se um aumento por comprimento de onda e o mesmo para o passo de tempo. São comparados as amplitudes das harmónicas em várias posições ao longo do canal, procurando as dimensões de malha e passo de tempo a partir das quais se garante que todos os fenómenos importantes sejam captados. Numa segunda parte é feita uma simulação tridimensional de um caso de estudo realizado experimentalmente no Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC), com propagação de ondas num canal de fundo variável e estreitamento de secção, produzindo condições perto das de rebentação para determinados parâmetros de onda.

Os resultados experimentais são comparados com os numéricos e demonstram alguma conformidade. No entanto, existem algumas incongruências, como por exemplo, nas trajetórias de partículas, representadas através de hodógrafos da velocidade e na discrepância de resultados nas sondas de superfície livre que se encontram mais afastadas da zona de geração. A principal causa da diferença nos resultados das trajetórias de partículas poderá estar relacionada com o gerador de ondas estático utilizado no estudo numérico, diferente do gerador do tipo pistão utilizado nos ensaios experimentais. Já as diferenças notadas nas sondas de superfície livre poderão estar relacionadas com fenómenos de reflexão e alguma possível dissipação numérica.

Palavras-chave: superfície livre, propagação de ondas, simulação numérica, Navier-Stokes, RANS, OpenFoam, IHFOAM

ABSTRACT

The main purpose of this dissertation is to contribute to the validation of the code IH-FOAM in the wave breaking and propagation study through the numerical simulation of water waves in a variable depth channel, near breaking wave conditions.

This study is divided into two main sections. The first section consists of a convergence and mesh independency study, in order to measure the influence of the mesh in the results and Courant numbers. Therefore, a bidimensional flume channel with a constant depth is used in the simulations. Beginning with a refined mesh and coarsening the elements in the wave height and length direction, as well as increasing the time-step, the results of the amplitude of the wave harmonics are compared in several positions along the flume. Thus, ensuring the mesh configuration that may capture every important phenomena. On the second section a three-dimensional simulation is performed of an experimental case study carried out in a wave flume channel at Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC). This wave flume has a variable depth and a reduction of width. With some wave parameters it may produce near breaking wave conditions.

The comparison of numerical and experimental results shows some accordance between those. However, there is some mismatch in the particle trajectories upstream the channel, represented with the hodographs of velocity and in the free surface level measured with gauges downstream. The main cause of the difference in the particle trajectories may be the different generator used. The experimental study uses a piston type wave maker, whereas the numerical one uses a static wave maker. At last, the differences in the free surface level gauges may be related with the reflection phenomena and eventually some numerical dissipation.

Keywords: free-surface, wave propagation, numerical simulation, Navier-Stokes, RANS, OpenFoam, IHFOAM

ÍNDICE

Lista de Figuras	xv
Lista de Tabelas	xix
Abreviaturas e Acrónimos	xxi
Nomenclatura	xxiii
1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Objetivos	3
1.3 Estrutura da Dissertação	3
2 Contextualização Teórica	5
2.1 Agitação marítima e conceitos básicos de formação e rebentação de ondas	5
2.1.1 Tipos de ondas e mecanismos de formação	6
2.1.2 Ondas de gravidade	7
2.2 Teoria das ondas	9
2.2.1 Parâmetros que definem a onda	10
2.2.2 Teoria de ondas linear	11
2.2.3 Teoria de ondas não linear	14
2.3 Ondas bicromáticas	15
2.4 Ondas irregulares	16
3 Metodologias	19
3.1 Ferramentas e <i>Software</i>	19
3.1.1 OpenFOAM	19
3.1.2 IHFOAM	20
3.1.3 Geração de malha	21
3.1.4 Objetos função	22
3.1.5 Pós-processamento	22
3.2 Modelação matemática e numérica	23
3.2.1 Equações RANS	24
3.2.2 Modelo de Turbulência	26

3.2.3	Método VOF	28
3.2.4	Médias volumétricas	29
3.2.5	Equações que governam o escoamento	30
3.2.6	Algoritmos de resolução	31
3.2.7	Esquemas numéricos e de interpolação	35
4	Caracterização Numérico-Experimental e Discussão de Resultados	39
4.1	Caracterização Experimental	39
4.2	Modelo Numérico	42
4.2.1	Estudo de Convergência e de Independência da Solução com a Malha e o Passo de Tempo	42
4.2.2	Elementos por comprimento de onda	43
4.2.3	Caso com zona de relaxação	56
4.2.4	Passo de tempo	61
4.2.5	Elementos por altura de onda	63
4.3	Caso de Estudo	72
4.3.1	Domínio computacional	72
4.3.2	Condições de simulação	73
4.3.3	Malha em estudo	74
4.3.4	Comparação de resultados	75
5	Conclusões e Trabalhos Futuros	85
	Bibliografia	89
	URL:	91
A	Árvore de Diretorias do Caso de Estudo do OpenFOAM® com o <i>solver</i> IH-FOAM	93

LISTA DE FIGURAS

2.1	Distribuição esquemática da energia da onda por frequência. Adaptado de Massel (1996).	7
2.2	Interface água-atmosfera na geração de ondas de gravidade. Adaptado de Brown et al. (1999).	8
2.3	Tipos de rebentação de onda junto à costa. Adaptado de Brown et al. (1999).	9
2.4	Onda simples progressiva, sinusoidal - Parâmetros de definição. Adaptado de Demirbilek e Vincent (2008).	11
2.5	Perfil de onda bicromática (a preto), constituída pela adição de duas ondas monocromáticas lineares com a mesma altura (a vermelho e verde), e envelope (linha tracejada azul). Adaptado de Conde et al. (2013b).	16
3.1	Medição pontual típica da velocidade num escoamento turbulento. Adaptado de Versteeg e Malalasekera (2007).	25
3.2	Fluxograma representativo do algoritmo PIMPLE, aplicado no interFoam (<i>solver</i> do OpenFOAM em que o IHFOAM se baseia). "TFSL" representa nível teórico de superfície livre (<i>Theoretical Free Surface Level</i>) (IHFOAM, 2014). Adaptado de IHFOAM (2014).	33
4.1	Vista lateral do canal (esquerda), gerador de ondas (centro) e vista de cima do canal (direita). Adaptado de Conde et al. (2013b).	40
4.2	Plano longitudinal (cima) e planta (baixo) do canal de ondas do modelo experimental. Adaptado de Conde et al. (2012).	41
4.3	Estrutura móvel de 8 sondas de nível (esquerda) e sonda ADV e de nível (direita). Adaptado de Conde et al. (2012).	41
4.4	Esquema do canal utilizado no estudo de independência da solução com o número de elementos por comprimento de onda.	46
4.5	Malha utilizada para o estudo de independência da solução com o número de elementos por comprimento de onda.	46
4.6	Evolução temporal do número de Courant máximo (a vermelho) e médio (a verde) para a malha com 120 elementos por comprimento de onda.	49
4.7	Últimos 20 períodos do sinal da onda e respetiva transformada rápida de Fourier, para a malha com 120 elementos por comprimento de onda.	51

4.8	Evolução das amplitudes das harmónicas de primeira e segunda ordem com o número de elementos por comprimento de onda, para as secções de medição selecionadas ao longo do canal. Comparação com os valores das amplitudes da FFT aplicada ao sinal da teoria de Stokes.	53
4.9	Evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo do canal (malha com 120 elementos por comprimento de onda).	54
4.10	Evolução da elevação da superfície livre do canal para alguns instantes de tempo (malha com 120 elementos por comprimento de onda).	55
4.11	Esquema do canal utilizado no estudo com zona de relaxação em vez de fronteira de absorção ativa do IHFOAM.	57
4.12	Malha utilizada na simulação com zona de relaxação em vez da fronteira de absorção ativa do IHFOAM.	57
4.13	Evolução da elevação da superfície livre para diferentes secções ao longo do canal (caso com zona de relaxação).	59
4.14	Evolução da elevação da superfície livre do canal para alguns instantes de tempo (caso com zona de relaxação).	60
4.15	Variação do número de Courant máximo (a vermelho) e médio (a verde) consoante o passo de tempo definido para as diferentes simulações.	62
4.16	Esquema do canal utilizado no estudo de independência da solução com o número de elementos por altura de onda.	63
4.17	Malha utilizada no estudo de independência da solução com o número de elementos por altura de onda sem crescimento do elemento.	64
4.18	Malha utilizada no estudo de independência da solução com o número de elementos por altura de onda com crescimento vertical do elemento.	64
4.19	Evolução das amplitudes das harmónicas de primeira e segunda ordem com o refinamento da malha para as várias secções de medição definidas ao longo do canal ($f \cdot T = 1$ e $f \cdot T = 2$).	69
4.20	Evolução das amplitudes das harmónicas de terceira e quarta ordem com o refinamento da malha para as várias secções de medição definidas ao longo do canal ($f \cdot T = 3$ e $f \cdot T = 4$).	70
4.21	Elevação do nível médio da superfície livre ($f \cdot T = 0$) para as várias secções de medição ao longo do canal.	71
4.22	Representação do domínio computacional utilizado na simulação numérica com os nomes das fronteiras do domínio e a representação de algumas das sondas.	73
4.23	Limites de validade para as diferentes teorias de onda e ponto representativo das características da onda em estudo na zona de geração. Adaptado de Kraaiennest (<i>Wikipedia - Water Wave Theories</i>).	74
4.24	Malha para o caso de estudo tridimensional com a geometria principal e alguns pormenores ampliados	76

4.25	Série temporal a espectro de amplitudes da elevação da superfície livre experimental e numérica para uma onda regular incidente ($T = 1.5$ s, $H = 0.1$ m e $d = 0.3$ m) para diferentes secções ao longo do canal.	78
4.26	Altura significativa H_s e período médio T_{av} de onda ao longo do canal, para uma onda regular incidente ($T = 1.5$ s, $H = 0.1$ m e $d = 0.3$ m).	79
4.27	Séries temporais, experimentais e numéricas, das componentes da velocidade (esquerda) e hodógrafo de velocidade para os dados experimentais (lado direito, cima) e para a simulação numérica (lado direito, baixo) na posição $x = -10$ m, $y = 0$ m e $z = -0.15$ m.	79
4.28	Hodógrafo das componentes da velocidade no estudo numérico (esquerda) e experimental (direita) para várias secções ao longo do canal com $y = 0$ e $z = -0.15$ m.	80
4.29	Valores mínimo, médio e máximo da componente longitudinal da velocidade ($V_{x\ min}$, $V_{x\ av}$ e $V_{x\ max}$) ao longo do canal.	80
4.30	Perfis verticais de mínimos, médios e máximos, da componente longitudinal da velocidade para posições seleccionadas ao longo do canal.	81
4.31	Gráfico do tipo waterfall, que relaciona a elevação de superfície livre da onda, com a posição ao longo do canal e com o tempo.	83
A.1	Diagrama de diretorias em árvore que representa o conjunto de ficheiros e pastas para realizar uma das simulações realizadas nesta dissertação.	94

LISTA DE TABELAS

2.1	Mecanismos de formação dos vários tipos de onda e gamas de períodos. Adaptado de Massel (1996).	6
2.2	Parâmetros que descrevem uma onda simples progressiva	10
3.1	Expressões intermédias para o modelo de turbulência $k - \epsilon$	27
3.2	Coeficientes do modelo de turbulência $k - \epsilon$	28
3.3	Parâmetros de controlo do algoritmo PIMPLE.	32
3.4	<i>Linear-solvers</i> utilizados no OpenFOAM com respetivas tolerâncias.	35
3.5	Esquemas numéricos utilizados no OpenFOAM	37
4.1	Ondas regulares sem rebentação	42
4.2	Parâmetros da onda incidente no estudo de independência da solução com o número de elementos por comprimento de onda.	44
4.3	Condições de simulação para o estudo de independência da solução com o número de elementos por comprimento de onda.	47
4.4	Condições de simulação para o estudo de independência da solução com o passo de tempo.	47
4.5	Valor médio temporal do número de Courant máximo da malha, máximo temporal do número de Courant máximo da malha e média temporal do número de Courant médio da malha para os casos com diferente número de elementos por comprimento de onda e para o intervalo de tempo $80 \text{ s} < t \leq 200 \text{ s}$	49
4.6	Amplitudes das harmónicas de uma onda de Stokes de segunda ordem com os mesmos parâmetros da onda numérica gerada e valores obtidos através do mesmo algoritmo FFT utilizado no sinal da onda numérica.	50
4.7	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal retiradas através de um algoritmo FFT.	52
4.8	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para um ensaio com e sem zona de relaxação para algumas posições ao longo do canal retiradas através de um algoritmo FFT.	58
4.9	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para ensaios com vários passos de tempo para algumas secções ao longo do canal.	61
4.10	Condições de simulação para o estudo de independência da solução com o número de elementos por altura de onda.	66

4.11	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal de várias malhas com diferente número de elementos por comprimento de onda.	67
4.12	Valor médio temporal do número de Courant máximo espacial, máximo temporal do número médio de Courant máximo espacial e média temporal do número de Courant médio espacial para malhas com diferente número de elementos por altura de onda.	71
4.13	Parâmetros da onda incidente no caso de estudo.	74

ABREVIATURAS E ACRÓNIMOS

ADV	<i>Acoustic Doppler Velocimeter</i>
CAD	<i>Computer Aided Design</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	Courant–Friedrichs–Lewy
DES	<i>Detached Eddy Simulation</i>
DFT	<i>Discrete Fourier Transform</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
EDP	Equações Diferenciais às Derivadas Parciais
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i>
GPL	<i>General Public License</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
LNEC	Laboratório Nacional de Engenharia Civil
MULES	<i>Multidimensional Universal Limiter for Explicit Solution</i>
MVF	Método dos Volumes Finitos
N-S	Navier-Stokes
OBJ	<i>Wavefront Object</i>

ABREVIATURAS E ACRÓNIMOS

PISO	<i>Pressure Implicit with Splitting of Operators</i>
RAM	<i>Random Access Memory</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>
SST	<i>Shear Stress Transport</i>
STL	<i>Stereolithography</i>
VARANS	<i>Volume Averaged Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>
VC	Volume de Control
VOF	<i>Volume of Fluid</i>

NOMENCLATURA

Símbolo	Descrição	Unidades
a	Amplitude	[m]
c_α	Coeficiente de compressão da interface para o método VOF	-
C	Celeridade	[m·s ⁻¹]
$C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, C_\mu$	Constantes adimensionais empíricas do modelo de turbulência $k - \epsilon$	-
Co	Número de Courant	-
D_{50}	Diâmetro médio nominal do material poroso	[m]
d	Profundidade	[m]
F_i	Forças de fontes externas	[N]
f	Frequência	[Hz]
g	Aceleração da gravidade	[m·s ⁻²]
H	Altura de onda	[m]
H_{max}	Altura máxima	[m]
H_m	Altura média	[m]
H_s	Altura significativa	[m]

NOMENCLATURA

Símbolo	Descrição	Unidades
k	No capítulo 2 é o número de onda	$[\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}]$
	No capítulo 3 é a energia cinética turbulenta	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$
k_0	Número de onda para condições de águas profundas	$[\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}]$
KC	Número de Keulegan-Carpenter	-
l	Comprimento de uma aresta de malha	$[\text{m}]$
L	Comprimento de onda	$[\text{m}]$
L_0	Comprimento de onda para condições de águas profundas	$[\text{m}]$
l_i	Comprimento do i-ésimo elemento de malha na direção de uma aresta da malha	$[\text{m}]$
n	Número de elementos ao longo de uma aresta de malha	-
p	Pressão	$[\text{Pa}]$
P_η	Pressão na superfície livre	$[\text{Pa}]$
p_{rgh}	Pressão menos pressão hidrostática local	$[\text{Pa}]$
Re	Número de Reynolds	$[\text{s}^{-1}]$
\mathbf{S}	Tensor da taxa de deformações	$[\text{s}^{-1}]$
t	Tempo	$[\text{s}]$
T	Período	$[\text{s}]$
T_{av}	Período médio	$[\text{s}]$

Símbolo	Descrição	Unidades
T_{max}	Período máximo	[s]
T_s	Período significativo	[s]
\mathbf{u}, u_i	Vetor velocidade	[m·s ⁻¹]
\mathbf{u}_c, u_{c_i}	Velocidade de compressão	[m·s ⁻¹]
u, v, w ou V_x, V_y, V_z	Componentes da velocidade na direção longitudinal, transversal e vetical	[m·s ⁻¹]
U	Módulo da velocidade	[m·s ⁻¹]
$\overline{u_i}$	Velocidade média	[m·s ⁻¹]
u'_i	Flutuação da velocidade	[m·s ⁻¹]
V	Volume de controlo	[m ³]
V_f	Volume fluido contido num volume de controlo na presença de porosidade	[m ³]
x, y, z	Coordenadas longitudinal, transversal e vertical do referencial cartesiano	[m]

SÍMBOLOS GREGOS

α	Fração de volume de fluido	-
α_p	Coeficiente de resistência linear adimensional	-
β	Coeficiente de resistência não linear adimensional	-
δt	Passo de tempo	[s]

Símbolo	Descrição	Unidades
ϵ	No capítulo 2 é o declive da onda	-
	No capítulo 3 é a taxa de dissipação de energia cinética	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}]$
η	Elevação da superfície livre	$[\text{m}]$
μ	Viscosidade dinâmica	$[\text{kg} \cdot (\text{m} \cdot \text{s})^{-1}]$
μ_t	Viscosidade dinâmica turbulenta	$[\text{kg} \cdot (\text{m} \cdot \text{s})^{-1}]$
μ_{eff}	Viscosidade dinâmica efetiva	$[\text{kg} \cdot (\text{m} \cdot \text{s})^{-1}]$
ν	Viscosidade cinemática	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
ν_{eff}	Viscosidade cinemática efetiva	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
ω	Frequência angular	$[\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}]$
ϕ	Porosidade	-
Φ	Potencial de velocidade	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
ψ	Ângulo de fase inicial	$[\text{rad}]$
Ψ	Função corrente	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
ρ	Massa volúmica	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$
$\sigma_\epsilon, \sigma_k$	Constantes adimensionais empíricas do modelo de turbulência $k - \epsilon$	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$
τ_{ij}	Tensor das tensões viscosas	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$
θ	Ângulo de fase	$[\text{rad}]$

Símbolo	Descrição	Unidades
---------	-----------	----------

SUBSCRITOS

<i>av</i>	Valor médio	-
<i>max</i>	Valor máximo temporal	-
<i>Ref</i>	Valor de referência	-
<i>s</i>	Valor significativo	-

SOBRESCRITOS

<i>max</i>	Valor máximo espacial	-
<i>t</i>	Transposta	-

INTRODUÇÃO

1.1 Motivação

O aproveitamento de recursos marinhos tem um papel importante na economia de países com uma extensa linha costeira, como é o caso de Portugal. Para explorar alguns desses recursos são necessários mecanismos ou estruturas que possam suportar ou utilizar a dinâmica do mar (e.g. ondas, correntes, ...), exemplos disso são a utilização de mecanismos de aproveitamento da energia das ondas. Há ainda a necessidade de proteger certas zonas costeiras de fenómenos como a erosão que, apesar de ser um processo natural, em determinadas situações pode afetar áreas de interesse socioeconómico e ecológico. A proteção destas zonas expostas a erosão costeira requer por vezes a criação de estruturas artificiais que atenuem esses fatores.

Os fenómenos de propagação e rebentação têm sido amplamente estudados no último século com o propósito de aprofundar o conhecimento dos mecanismos físicos que se desenvolvem. As ondas marítimas de maior importância na interação com estruturas são normalmente geradas pela ação do vento e movidas devido à ação da gravidade. São característica fundamental de regiões costeiras em todo o mundo. O estudo do fenómeno de propagação e rebentação de ondas é, por isso, de extrema importância no projeto de estruturas marítimas. As ondas são o principal fator que determina a geometria de praias, o planeamento e o projeto de marinas, hidrovias, estruturas hidráulicas e outros projetos de engenharia costeira.

É, portanto, necessário utilizar ferramentas que permitam auxiliar no projeto destas estruturas e que permitam prever o seu comportamento na interação com a dinâmica do oceano. Neste processo podem ser utilizadas formulações semi-empíricas, modelos físicos e modelos numéricos para caracterizar a operacionalidade, funcionalidade e fiabilidade do projeto.

As formulações semi-empíricas são o método mais simples de implementar, recorrendo a expressões matemáticas obtidas através de conjuntos de ensaios experimentais. As suas principais vantagens são a sua simplicidade e baixo custo. Este método tem, no entanto, algumas limitações, não é aplicável fora da sua gama de estudo, a secções não convencionais ou com efeitos locais importantes (Higuera, 2015).

O modelo físico consiste na realização de ensaios experimentais de laboratório que podem ser de escala reduzida e permite obter formulações específicas para cada caso. Os seus maiores inconvenientes são o efeito de escala e o custo elevado tanto em modelos à escala real (1:1) como em modelos de escala reduzida. Pode ser um processo bastante moroso tanto na preparação como na realização.

Mais recentemente a modelação numérica tem-se desenvolvido nesta área. Com a evolução dos meios computacionais e o desenvolvimento dos métodos de cálculo e modelação numérica, a Dinâmica dos Fluidos Computacional (*Computational Fluid Dynamics* (CFD)) tornou-se uma ferramenta importante em estudos de mecânica dos fluidos. Através de simulações numéricas é possível prever diferentes tipos de escoamentos realizando testes computacionais. Este tipo de estudos são normalmente utilizados como complemento e extensão de experiências físicas. Esta complementaridade deve-se ao facto de que certos processos, que podem ser captados pelos modelos experimentais, não o são nos modelos numéricos, ou vice-versa, devido ao conflito das suas escalas temporal e espacial.

As simulações numéricas apresentam algumas limitações, uma vez que a capacidade computacional é sempre limitada pelo equipamento disponível. O tempo disponível para a realização de simulações também é um fator limitativo. A qualidade de resultados deve ser sempre balanceada com o tempo de realização das simulações, que por sua vez depende do equipamento disponível. Por exemplo, simulações bidimensionais não representam todos os processos enquanto simulações tridimensionais requerem altos custos computacionais. A utilização de modelos numéricos pressupõe uma validação que demonstre que o modelo é capaz de simular as dinâmicas de principal interesse. A validação é feita por comparação com dados experimentais.

Grande parte dos problemas de CFD baseiam-se na aproximação *Euleriana* que fundamenta as equações de Navier-Stokes (N-S). Através das equações *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS), torna-se possível a modelação de turbulência, sendo que as RANS são uma extensão das N-S permitindo implementar modelos que aproximam a incerteza devido à existência de turbulência nos escoamentos. A utilização das equações RANS permite modelar os fenómenos de propagação e transformação de ondas sem recorrer a formulações empíricas, como demonstrado em várias validações (Lara et al., 2010).

A evolução da mecânica dos fluidos computacional permite hoje em dia modelar escoamentos bifásicos, como é o caso da propagação de ondas. Bifásicos por serem constituídos por duas fases, neste caso, ar e água. Existem alguns modelos desenvolvidos e aplicados que permitem estudar problemas com superfície livre. É o caso do método *Volume of Fluid* (VOF), ou fração de volume de fluido. Este método permite capturar a superfície livre num estudo numérico, através de uma fração de volume que varia entre zero e o valor

unitário. Este valor indica se um volume de controlo ou célula se encontra vazia, cheia ou parcialmente cheia com o respetivo fluido.

Assim, a par com ensaios experimentais, pode-se prever com um certo grau de aproximação os fenómenos de transformação de ondas em diferentes condições. Alguns softwares de simulação desenvolveram também a possibilidade de produzir diferentes teorias de ondas como *input* e absorção de reflexões indesejadas, seja através de fronteiras de geração e absorção ativas ou de zonas de relaxação. Este facto facilita o uso da CFD neste tipo de problemas. Destacam-se os trabalhos de Jacobsen et al. (2012) (waves2Foam), Del Jesus et al. (2012) (IH3VOF), Higuera et al. (2013) (IHFOAM). Para se utilizar com confiança estas ferramentas deve existir uma extensa validação das mesmas. Toda a contribuição no sentido de validar estas ferramentas numéricas, permite elevar o grau de confiança na sua utilização e salientar alguns aspetos importantes para a sua boa implementação.

1.2 Objetivos

Esta dissertação tem como principal objetivo contribuir para a validação do código numérico IHFOAM no estudo da propagação de ondas. Este objetivo é complementado com um estudo de independência da solução com o refinamento de malha que permite auxiliar na elaboração da mesma em problemas com condições semelhantes ao aqui estudado.

Inicialmente é feito um estudo de independência de malha em que se compara a convergência de resultados dos espectros de amplitude de onda para várias malhas aumentando o número de elementos por comprimento de onda. São ainda testados vários passos-de-tempo avaliando igualmente os espectros de amplitude da onda e o valor do número de Courant. O objetivo é procurar o tipo de malha a utilizar que permite minimizar o esforço computacional e ainda assim obter bons resultados para a onda considerada.

Foram realizadas simulações numéricas da propagação de ondas regulares sem rebatimento num canal tridimensional utilizando o solver IHFOAM. Estas simulações correspondem a um dos ensaios experimentais efetuados por Conde et al. (2012). Estas simulações realizaram-se com o propósito analisar o processo de transformação da onda ao longo do canal numérico comparando os resultados com os experimentais. Para esse fim foram realizadas análises temporais, espectrais e estatísticas que permitem analisar o comportamento de ondas regulares num canal de batimetria complexa em determinadas condições de agitação incidente.

1.3 Estrutura da Dissertação

No presente trabalho analisa-se inicialmente o comportamento do código numérico com a aplicação de malhas com diferentes número de elementos e para diferentes passos de tempo de simulação. Posteriormente, compara-se um caso de estudo experimental com uma simulação tridimensional, colocando diferentes tipos de sondas de medição ao longo

do canal por forma a comparar resultados e avaliar a qualidade do código na aplicação ao caso de estudo.

Esta dissertação encontra-se dividida em cinco capítulos: Introdução, Contextualização Teórica, Metodologias, Análise de Resultados e Conclusões e Trabalhos Futuros.

O primeiro capítulo introduz o leitor ao tópico, dando uma contextualização das motivações deste estudo e apresentando os objetivos principais.

No segundo capítulo é feita uma abordagem dos mecanismos físicos de formação propagação e rebentação de ondas. Apresentam-se as teorias que descrevem a propagação de ondas e os parâmetros importantes no estudo de diferentes tipos de ondas.

O terceiro capítulo introduz o leitor à mecânica dos fluidos computacional e às ferramentas utilizadas para efetuar as simulações deste trabalho. É descrito o código OpenFoam e o solver IHFOAM utilizado. Apresentam-se diferentes tipos de programas utilizados para a criação de malha e os modelos numéricos utilizados.

O capítulo quatro apresenta uma análise detalhada dos resultados das simulações e os ensaios experimentais que servem de base para o caso de estudo. Apresenta-se o estudo de independência da malha e de convergência, onde se comparam as várias malhas e simulações com diferentes passos de tempo. Neste capítulo é ainda feita uma comparação dos resultados experimentais com as simulações numéricas, apresentando os vários tipos de dados analisados.

Por fim, no capítulo cinco, são discutidos alguns resultados e apresentam-se as conclusões tiradas e a sugestão de trabalho futuros a realizar.

CONTEXTUALIZAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo é feita uma introdução teórica dos conceitos importantes relacionados com a formação, propagação e rebentação de ondas. Esta revisão teórica é importante para mais facilmente entender todos os termos utilizados, tanto na formulação do problema como na discussão de resultados.

Apresentam-se vários tipos de ondas que podem coexistir na natureza, dando ênfase às de maior interesse neste estudo, as ondas de gravidade, formadas pela ação do vento e cuja ação da gravidade é a força de restabelecimento.

São apresentadas, de forma sucinta, algumas das principais teorias desenvolvidas nos últimos séculos, bem como os seus domínios de aplicabilidade, dando foco à teoria linear e à de *Stokes* de segunda ordem. Estas teorias são utilizadas na modelação numérica para gerar ondas nas condições fronteira do domínio. Alguns dos estudos feitos encontram-se perto das condições de rebentação daí apresentar-se alguns conceitos básicos deste fenómeno bem como da influência da configuração do fundo.

2.1 Agitação marítima e conceitos básicos de formação e rebentação de ondas

A atmosfera e o oceano formam um sistema acoplado com trocas contínuas de energia e massa na interface ar-água. Exemplo disso é o aquecimento não uniforme de diferentes regiões do globo que cria gradientes de pressão. Esses gradientes criam deslocamentos de massas de ar que interagem com a superfície aerodinâmica rugosa do Oceano, criando agitação. Esta dinâmica do oceano é influenciada por um conjunto de outros fatores, como a configuração do fundo e a ação da gravidade, e é responsável pelos fenómenos de formação, propagação e rebentação de ondas. As águas oceânicas estão, portanto, permanentemente sujeitas a forças externas da natureza, que ditam que tipo de ondas podem

ser induzidas e como estas se transformam.

2.1.1 Tipos de ondas e mecanismos de formação

Em geral, distinguem-se três tipos básicos de ondas oceânicas: ondas capilares, de gravidade e planetárias. Na superfície de contacto ar-água, a combinação da turbulência do vento com a tensão superficial da água dá origem ao aparecimento de ondas curtas de elevadas frequências, designadas ondas capilares. A ação de forças gravíticas sobre partículas deslocadas do equilíbrio na superfície oceânica induz ondas de gravidade superficiais. Por outro lado podem ocorrer ondas planetárias ou de Rossby, devido essencialmente às variações do efeito de Coriolis com a latitude e profundidade, que provocam mudanças ao equilíbrio no potencial de vorticidade. Os tipos de ondas referidos podem ocorrer em conjunto, produzindo padrões mais complexos de oscilações.

A gama de frequências associada com forças externas é muito larga e a resposta da superfície oceânica ocupa uma enorme variedade de comprimentos de onda e períodos, partindo de ondas capilares, com períodos de menos de um segundo, passando por ondas induzidas pelo vento e *swell* (ondas mais longas geradas numa tempestade) com períodos na ordem de alguns segundos, a ondas de maré, com periodicidade na ordem de horas ou dias. Na tabela 2.1 são indicados alguns mecanismos físicos responsáveis pela formação dos vários tipos de onda e respetivas gamas de períodos.

Tabela 2.1: Mecanismos de formação dos vários tipos de onda e gamas de períodos. Adaptado de Massel (1996).

Tipo de onda	Fenómeno Físico	Períodos
Ondas capilares	Tensão superficial	$< 10^{-1}$ s
Ondas geradas pela ação do vento	Variação da intensidade e direção do vento e gravidade	< 15 s
<i>Swell</i>	Séries de ondas geradas por condições meteorológicas distantes	< 30 s
<i>Surf beat</i>	Combinação de ondas com alturas de rebentação diferentes	1 – 5 min
Seicha	Variação do vento e ressonância em espaços confinados	2 – 40 min
Tsunamis	Tremores de terra ou movimentos de placas tectónicas	10 min – 2 h
Sobreelevação do nível do mar de índole meteorológica	Variação da pressão atmosférica e das forças do vento	1 – 3 dias
Marés	Ação da força gravítica da lua ou do sol e rotação da terra	12 – 24 h

O termo *Swell*, da tabela 2.1 são séries de ondas de gravidade que se propagam na interface água-atmosfera longe da zona de geração, geradas por condições meteorológicas

durante um certo período de tempo. Propagam-se a grandes distâncias, ou seja, são pouco influenciadas pelas condições de vento local. *Surf beat* representa a variabilidade da altura de ondas devido à interferência entre grupos de ondas, o que provoca a variação da altura de rebentação em cada grupo. Seicha é uma onda estacionária que se gera por vezes em corpos hídricos confinados ou semi-confinados, como por exemplo, estuários, bacias portuárias e lagos. Resulta de fenómenos de ressonância gerados por fatores que podem ser de carácter meteorológico e múltiplas reflexões nas margens (Aprh.pt, 2017).

Ondas de gravidade são de maior importância na atividade de engenharia marítima, uma vez que este tipo de ondas, geradas normalmente pela ação do vento, exercem grande influência na interação com estruturas. Assim, o projeto de estruturas marítimas e costeiras deve ter em conta as forças induzidas por este tipo de oscilações. A figura 2.1 dá uma ideia da importância relativa dos vários tipos de oscilações, no entanto não reflete o verdadeiro conteúdo energético. Como se observa no gráfico da figura, as ondas de gravidade são as que apresentam maior conteúdo energético. São também as ondas mais presentes no oceano e por isso de maior importância neste tipo de estudos. Na próxima secção são apresentados os fenómenos da sua formação propagação e dissipação.

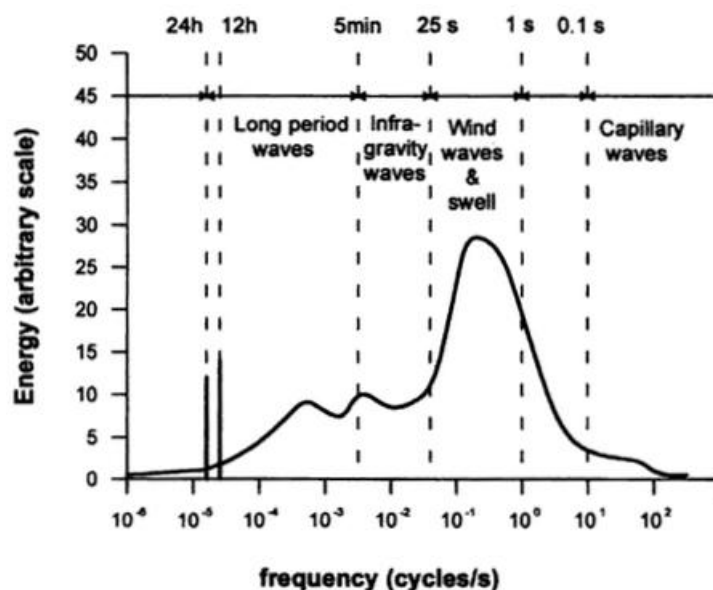


Figura 2.1: Distribuição esquemática da energia da onda por frequência. Adaptado de Massel (1996).

2.1.2 Ondas de gravidade

As ondas capilares, normalmente instáveis, atenuam-se facilmente devido à tensão superficial da interface quando o vento deixa de atuar. No entanto, se a velocidade do vento aumenta, a altura de onda eleva-se e as forças de gravidade tornam-se suficientes para suportar o movimento da onda. Este crescimento é limitado, quando se atinge uma determinada inclinação (cerca de 1/7 em águas profundas, limite de Stokes) a onda fica

instável e dá-se a rebentação (Babanin, 2011). A figura 2.2 representa os gradientes de pressão e a interação ar-água na formação e propagação da onda. As linhas cinza na figura representam o escoamento de ar. As setas pretas mais curtas mostram o movimento da água. A face traseira da onda, contra a qual o vento sopra exibe uma mais elevada pressão que a face frontal que se encontra abrigada da ação do vento. Formam-se recirculações de ar na frente de cada onda, aumentando as diferenças de pressão, representadas por mais e menos. Estas diferenças de pressão empurram a onda para a frente.

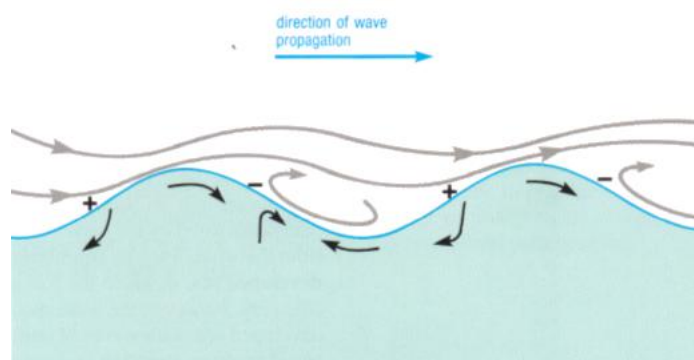


Figura 2.2: Interface água-atmosfera na geração de ondas de gravidade. Adaptado de Brown et al. (1999).

Mesmo depois de o vento deixar de atuar a onda pode-se propagar a grandes distâncias, com pouca dissipação. Ao aproximar-se da costa o perfil da onda é influenciado pelo fundo e começa a dar-se o empolamento da onda (*shoaling*), em que a altura aumenta e a velocidade de propagação e o comprimento de onda diminuem, aumentando a inclinação e levando à ocorrência de rebentação. A figura 2.3 representa os diferentes tipos de rebentação que podem ocorrer, dependendo da geometria do fundo e das condições de propagação da onda. A rebentação é responsável por grande parte da dissipação da energia da onda, que se pode dar por influência do fundo ou da interação com estruturas. Parte da energia da onda pode também ser transmitida e refletida na interação com estruturas ou com a praia.

Na figura 2.3, de (a) a (d) relaciona-se o tipo de rebentação com o aumento da inclinação do fundo, comprimento de onda e período, sendo (a) o fundo com menor inclinação e (d) o de maior inclinação. (a) caracteriza-se por turbulência e espuma na crista e é causada quando uma camada de água na crista se move mais rapidamente que a velocidade de propagação da onda. Em (b) a onda adquire uma forma arqueada, convexa a montante e côncava a jusante, enrolando e mergulhando com uma força considerável, dissipando a sua energia numa curta distância. (c) este tipo de rebentação é semelhante à mergulhante, no entanto, esta tem uma inclinação menor e em vez de a crista encurvar, a onda colapsa a jusante. (d) verifica-se em geometrias de fundo muito inclinadas, formada tipicamente por ondas pequenas com longos comprimentos de onda, a face frontal e a crista mantém-se relativamente sem rebentação enquanto esta desliza sobre a praia.

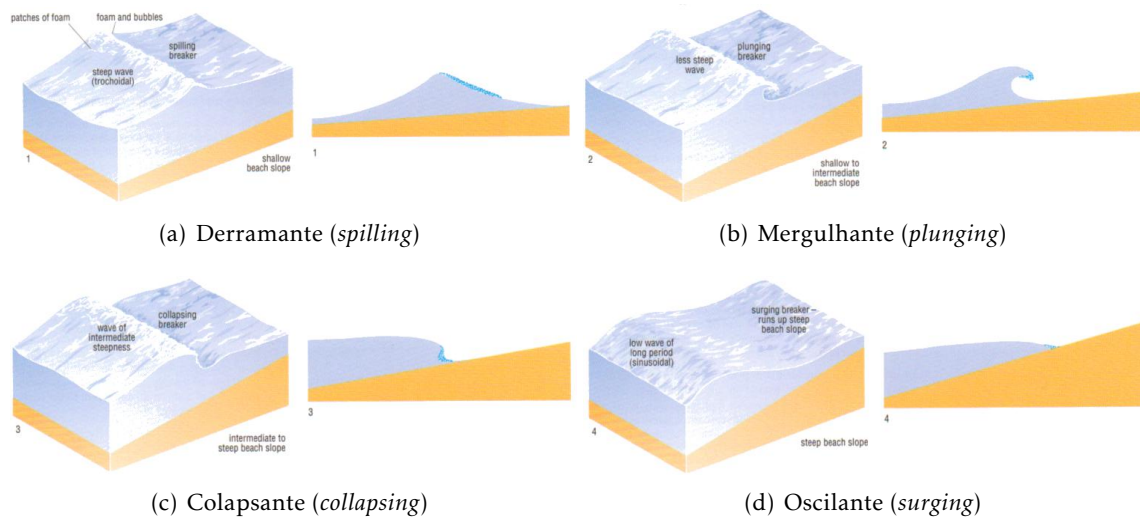


Figura 2.3: Tipos de rebentação de onda junto à costa. Adaptado de Brown et al. (1999).

No fenómeno de rebentação a energia recebida pelo vento é dissipada. Alguma dessa energia é refletida para o mar, dependendo a quantidade refletida da inclinação do fundo; quanto mais raso for o ângulo de inclinação, menos energia é refletida. A maior parte da energia é dissipada como calor e som. Alguma desta energia é despendida na interação com partículas de minerais ou rochas levando à sua fratura e transporte de sedimentos (Brown et al., 1999).

2.2 Teoria das ondas

Teorias de ondas são aproximações da realidade. Podem descrever bem alguns fenómenos sob certas condições que satisfaçam as hipóteses feitas na sua derivação. Podem, no entanto, falhar ao descrever outros fenómenos que violem essas hipóteses. Ao adotar uma teoria, deve-se assegurar que o fenómeno de ondas de interesse é descrito razoavelmente bem pela teoria adotada, sendo que projetos de proteção costeira dependem da habilidade de previsão de ondas de superfície e movimentos de água, bem como da precisão dessas previsões (Demirbilek e Vincent, 2008). Existem várias teorias e fórmulas matemáticas que descrevem estas ondas da superfície oceânica e as suas forças, acelerações e velocidades. Nesta dissertação apresenta-se a teoria não linear de Stokes de segunda ordem e a teoria linear, a partir da qual se obtém as teorias de ordem superior, por expansão a ordens superiores.

Distinguem-se os dois tipos de ondas que podem ser analisados de diferentes formas, as ondas regulares e irregulares. Ondas regulares são ondas bidimensionais de altura e período constantes; estas podem ser descritas por representações matemáticas lineares ou não-lineares. Ondas irregulares são sistemas constituídos por sucessivas ondas que podem ter diferentes alturas e períodos, neste caso, trata-se de um fenómeno tridimensional e

não estacionário; estas podem ser analisadas através de métodos estatísticos.

Ondas irregulares são o tipo de ondas mais representativo do que se passa na superfície oceânica. Não é, por enquanto, possível representar na totalidade a complexidade da dependência temporal e tridimensional da sua superfície. Por forma a chegar a estimativas adequadas dos parâmetros representativos são assumidas algumas simplificações, por comparação com experiências e observações, que tornam os problemas de engenharia possíveis de serem solucionados com um determinado grau de confiança.

2.2.1 Parâmetros que definem a onda

Uma onda progressiva pode ser representada pelas variáveis x (espacial) e t (temporal) ou pela sua fase θ (combinação das duas anteriores) que varia entre 0 e 2π . Uma onda simples, que pode ser descrita matematicamente por funções de seno e cosseno, é completamente definida pela altura e comprimento de onda, e pela profundidade da água na zona de propagação. Todos os outros parâmetros, tais como, velocidades e acelerações induzidas podem ser determinadas através destas quantidades (Dean e Dalrymple, 1984; Demirbilek e Vincent, 2008). A tabela 2.2 sintetiza os parâmetros principais utilizados na descrição de ondas e a figura 2.4 representa uma onda sinusoidal com alguns desses parâmetros.

Tabela 2.2: Parâmetros que descrevem uma onda simples progressiva

Termo	Descrição
$H(m)$	Altura de onda
$T(s)$	Período
$L(m)$	Comprimento de onda
$d(m)$	Profundidade
$a(m)$	Amplitude
$\theta(rad)$	Fase
$k(rad/m)$	Número de onda
$\omega(rad/s)$	Frequência angular
$C(m/s)$	Celeridade

Como mostra a figura 2.4 o ponto mais alto da onda é a crista e o mais baixo a cava. A altura de onda (H) é a distância vertical entre a crista e a cava. No caso de ondas lineares ou de pequena amplitude, a distância entre o nível da superfície da água em repouso e a crista é igual à distância entre o nível da superfície da água em repouso e a cava. Esta distância representa a amplitude e, por isso, neste caso $a = H/2$, ou seja, a amplitude é metade da altura de onda. No entanto, para ondas não lineares não é bem assim, como se verá mais à frente. O período T é o intervalo de tempo entre a passagem de duas cristas ou cavas de onda sucessivas num dado ponto. A distância horizontal entre dois pontos idênticos em duas cristas ou cavas sucessivas é o comprimento de onda L .

Outros parâmetros importantes não representados na figura 2.4 são a frequência angular $\omega = 2\pi/T$, o número de onda $k = 2\pi/L$, a celeridade $C = L/T = \omega/k$ e o declive

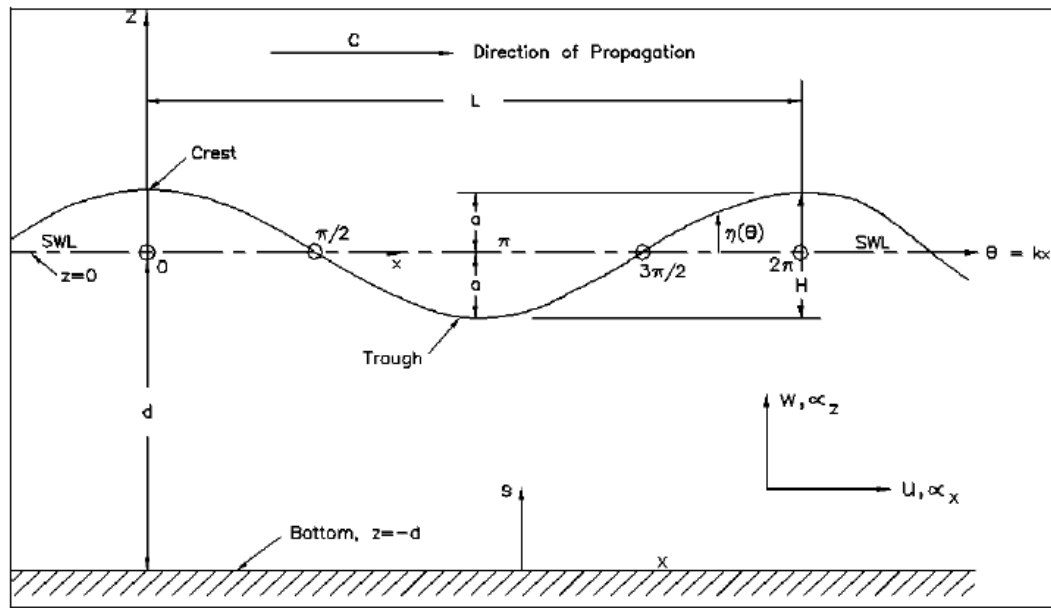


Figura 2.4: Onda simples progressiva, sinusoidal - Parâmetros de definição. Adaptado de Demirbilek e Vincent (2008).

de onda $\epsilon = H/L$. A fase θ , combinação das variáveis espacial e temporal, é $\theta = kx - \omega t$. A superfície livre da onda em função do tempo e da coordenada horizontal é representada por $\eta(x, t)$ ou $\eta(\theta)$.

2.2.2 Teoria de ondas linear

A teoria de ondas linear, também designada de ondas de pequena amplitude, foi desenvolvida por Airy (1845). Trata-se da teoria de ondas mais elementar, sendo de fácil aplicabilidade e dando resultados razoavelmente aproximados das características das ondas para uma grande variedade de parâmetros de onda. Por esta facilidade de aplicação e bons resultados esta teoria tem mantido uma ampla utilização e popularidade. No entanto, para esta ser válida devem ser cumpridos os seguintes pressupostos feitos no desenvolvimento da mesma (Demirbilek e Vincent, 2008):

- O fluido deve ser homogêneo e incompressível; Massa volúmica ρ constante.
- A tensão superficial pode ser desprezada.
- O efeito de Coriolis é desprezável.
- A pressão na superfície livre é constante e uniforme.
- O fluido é ideal ou inviscido.
- O escoamento é irrotacional
- O fundo é horizontal, fixo e impermeável
- A amplitude da onda é pequena e a sua forma não varia.
- Ondas são bidimensionais

Considerando um escoamento irrotacional pode-se utilizar o potencial de velocidade Φ , função matemática escalar, cujo gradiente é o vetor de velocidade em cada ponto, para determinar o campo de velocidades. Desta forma,

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (2.1)$$

é a componente da velocidade do fluido na direção longitudinal, e

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (2.2)$$

a velocidade do fluido na direção vertical.

Para além disso, tratando-se de um escoamento incompressível bidimensional, existe uma outra função matemática designada de função corrente Ψ . O potencial de velocidade e a função corrente são ortogonais entre si. A função corrente pode ser determinada através do potencial de velocidade e vice versa usando as equações:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial z} = u \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = w \quad (2.4)$$

denominadas condições de *Cauchy-Riemann*. Derivando estas condições uma segunda vez obtém-se a *equação de Laplace* que governa o escoamento, e é satisfeita por Φ e por Ψ . A equação de Laplace bidimensional em termos do potencial de velocidade é:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.5)$$

esta equação representa a continuidade num escoamento incompressível bidimensional e pode-se escrever (Dean e Dalrymple, 1984):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.6)$$

sendo u e w as componentes das velocidades nas direções de x e z .

Para obter uma solução da equação de Laplace é necessária a aplicação de certas condições fronteira cinemáticas e dinâmicas na superfície livre e no fundo impermeável (Dean e Dalrymple, 1984; Dingemans, 1997; Mei et al., 2005). Como a forma da superfície livre não é conhecida é ainda necessário a aplicação da condição da equação de Bernoulli para um escoamento potencial não estacionário, para se conseguir fechar completamente o sistema de equações. Assume-se uma pressão constante P_η acima da superfície livre que, para simplificar pode ser considerada nula (anula o segundo termo da equação 2.7), não se perdendo generalidade. Assim,

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{P_\eta}{\rho} + gz = 0, \quad \text{para } z = \eta(x, t) \quad (2.7)$$

é a equação de Bernoulli linearizada, sendo g a aceleração da gravidade. Para uma onda monocromática progressiva, a elevação da superfície livre é:

$$\eta(x, t) = A \cos(\theta) \quad (2.8)$$

com $A = H/2$ e $\theta = kx - \omega t + \psi$. O potencial de velocidade que satisfaz a equação de Laplace para estas condições é:

$$\Phi = \frac{H}{2} \frac{g}{\omega} \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} \sin(\theta) \quad (2.9)$$

sendo \sinh e \cosh o seno e o cosseno hiperbólicos. Com o potencial de velocidade Φ é possível obter as componentes da velocidade (eqs. 2.10 e 2.11) e da aceleração, derivando as velocidades em ordem ao tempo. As componentes da velocidade são:

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} \cos(\theta) \quad (2.10)$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\sinh k(d+z)}{\cosh kd} \sin(\theta) \quad (2.11)$$

Aplicando ainda as condições fronteira cinemáticas satisfaz-se a relação linear de dispersão,

$$\omega^2 = gk \tanh kd \quad (2.12)$$

com \tanh a tangente hiperbólica. Através desta relação pode-se exprimir a velocidade de propagação de onda,

$$C = \frac{L}{T} = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh kd} \quad (2.13)$$

e através de uma semelhante manipulação algébrica obtém-se uma relação para o comprimento de onda,

$$L = \frac{gT}{\omega} \tanh kd \quad (2.14)$$

Para uma melhor compreensão de como se chega às equações anteriores pode-se consultar Dean e Dalrymple (1984), onde se encontram explícitas a aplicação de todas as condições fronteira.

As ondas podem ainda ser classificadas consoante a profundidade sobre a qual se propagam. É de salientar que à medida que o argumento kd da \tanh fica maior, o valor de $\tanh kd$ aproxima-se de 1, e para valores pequenos de kd , $\tanh kd \approx kd$. Assim, as ondas podem ser classificadas em três regimes de profundidade (Demirbilek e Vincent, 2008):

- Profundidade infinita ou águas profundas, para uma profundidade maior que meio comprimento de onda $d > L/2$, em que as características da onda são praticamente independentes da profundidade, $\tanh kd \approx 1$;

- Profundidade intermédia ou transição, para profundidades limitadas entre $L/20 < d < L/2$, existe dependência significativa da profundidade, período e comprimento de onda nos restantes parâmetros de onda, $\tanh kd$ não pode ser simplificada;
- Baixa profundidade, para profundidade menor que o comprimento de onda dividido por 20, $d < L/20$, a velocidade de propagação apenas depende da profundidade, $\tanh kd \approx 0$.

Esta teoria de ondas de pequena amplitude, ou infinitesimais, representa uma boa primeira aproximação do movimento de onda. No entanto, num ponto de vista da engenharia costeira, ondas deste tipo não são as de maior interesse. As ondas de maiores amplitudes que resultam em maiores forças e mais transporte de sedimentos podem ser mais úteis em certos estudos. Também ao aproximar-se da costa a onda assume formas que podem não ser tão bem representadas pela teoria linear. Outras teorias não-lineares podem descrever de forma mais correta e aproximada o comportamento de ondas de maiores amplitudes e em águas menos profundas (Demirbilek e Vincent, 2008).

2.2.3 Teoria de ondas não linear

Uma vez que a teoria linear é adequada para ondas de muito pequena amplitude, que satisfaçam as formas linearizadas das condições fronteira dinâmicas e cinemáticas, o desenvolvimento de outras teorias não lineares levou a uma melhor descrição e formulação matemática das ondas (Dean e Dalrymple, 1984). Para além disso, estas teorias de ordem mais elevadas podem ainda descrever o fenómeno do transporte de massa (movimento de água na direção de propagação da onda, conhecido como deriva de *Stokes*) que não acontece na teoria linear, em que a amplitude da crista e da cava são iguais e o movimento de uma partícula percorre uma trajetória apenas circular. Estas teorias de ordem superior podem incluir ondas do tipo *cnoidal*, *solitary* e de *Stokes*, e para se perceber mais sobre o seu desenvolvimento pode-se consultar Dean e Dalrymple (1984).

Nesta dissertação é abordada a teoria de *Stokes*. Uma abordagem mais completa e incluindo outras teorias pode ser encontrada em Dean e Dalrymple (1984) e Demirbilek e Vincent (2008). A escolha da teoria a utilizar é feita com base num estudo rigoroso, realizado por Le Méhauté (1976), sobre os domínios de aplicabilidade das diversas teorias. Le Méhauté (1976) resumiu os resultados do estudo num gráfico semelhante ao representado na figura 4.23 que facilita a escolha da teoria adequada em função da altura de onda, do período e da profundidade na zona de propagação.

A teoria de *Stokes* é uma extensão da teoria linear a ordens superiores através de uma expansão de potências pelo método de perturbações. A forma mais simples desta teoria é a de primeira ordem que é idêntica à teoria linear de *Airy*. Nas suas formas mais complexas esta teoria pode ir até à quinta ordem. O parâmetro de perturbação é $\epsilon = ka$, com k o número de onda e a a amplitude, e a expansão é dada por:

$$\Phi = \Phi_0 + \epsilon\Phi_1 + \epsilon^2\Phi_2 + \dots \quad (2.15)$$

A solução linear é apenas o primeiro termo Φ_0 , não dependendo de ϵ . Segundo Dean e Dalrymple (1984) é conveniente adimensionalizar as equações de governo e as relacionadas condições fronteira para proceder à resolução. Assim a elevação da superfície (eq. 2.16) e as componentes da velocidade (eqs. 2.17 e 2.18) de uma onda *Stokes* de segunda ordem são:

$$\eta(x, t) = \frac{H}{2} \cos(\theta) + k \frac{H^2}{4} \frac{3 - \sigma^2}{4\sigma^3} \cos(2\theta) \quad (2.16)$$

$$u = \frac{H}{2} \omega \frac{\cosh(kz)}{\sinh(kd)} \cos(\theta) + \frac{3}{4} \frac{H^2 \omega k \cosh(2kz)}{4 \sinh^4(kd)} \cos(2\theta) \quad (2.17)$$

$$w = \frac{H}{2} \omega \frac{\sinh(kz)}{\sinh(kd)} \sin(\theta) + \frac{3}{4} \frac{H^2 \omega k \sinh(2kz)}{4 \sinh^4(kd)} \sin(2\theta) \quad (2.18)$$

onde H aqui representa a altura de onda de primeira ordem ($H = 2a$), θ a fase ($\theta = kx - \omega t + \psi$) e $\sigma = \tanh(kd)$. Nas teorias de ordem mais elevadas de *Stokes* surgem componentes harmónicas de ordens superiores, ou seja, duas, três, quatro, etc. vezes a frequência fundamental. Estas harmónicas sobrepõem-se sobre a componente fundamental prevista pela teoria linear. Assim a crista da onda fica mais curta e a cava mais longa. Para além disso as orbitas de uma partícula de água deixam de ser fechadas, passando a haver transporte de massa (Demirbilek e Vincent, 2008).

2.3 Ondas bicromáticas

Ondas bicromáticas resultam da combinação de ondas regulares monocromáticas. Formam um grupo de ondas com duas componentes que se move com uma determinada velocidade de propagação, não necessariamente igual à velocidade de fase da componente (Demirbilek e Vincent, 2008). Nesta dissertação não são simuladas ondas bicromáticas, apesar disso, serve esta introdução como base para trabalhos futuros relacionados. São aqui apresentados alguns conceitos básicos sobre ondas bicromáticas.

Assumindo duas ondas monocromáticas lineares com períodos diferentes, T_1 e T_2 , e comprimentos de onda, L_1 e L_2 , ambas com a mesma altura de onda $H_1 = H_2 = H$ por simplicidade, tem-se, segundo a teoria de ondas lineares, as equações de cada componente dadas por:

$$\eta_1 = \frac{H}{2} \cos\left(\frac{2\pi x}{L_1} - \frac{2\pi t}{T_1}\right) \quad \text{e} \quad \eta_2 = \frac{H}{2} \cos\left(\frac{2\pi x}{L_2} - \frac{2\pi t}{T_2}\right) \quad (2.19)$$

a equação da onda bicromática obtém-se de,

$$\eta = \eta_1 + \eta_2 \quad (2.20)$$

A figura 2.5 representa o perfil de uma onda bicromática, numa determinada posição x , composta por duas componentes com diferentes períodos $T_1 = 1.5$ e $T_2 = 1.1$, e ambas com altura de onda $H = 0.05m$. Observa-se que para um dado instante t e numa determinada posição x , as componentes encontra-se em fase e a sua altura é $H_1 + H_2 = 2H$, no entanto,

para outros valores estas podem encontrar-se em anti-fase e a altura de onda é nula. Estas ondas viajam em grupos descritos pela equação do envelope dada por:

$$\eta_{envelope} = \pm H \cos \left[\pi \left(\frac{L_2 - L_1}{L_1 L_2} \right) x - \pi \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} \right) t \right] \quad (2.21)$$

O envelope é representado pelas linhas a tracejado na figura 2.5 e é composto pelas curvas que traçam os máximos e mínimos do sinal da onda.

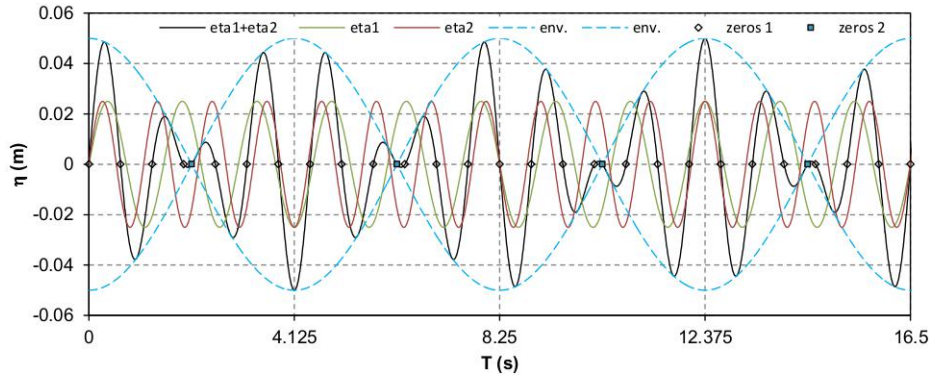


Figura 2.5: Perfil de onda bicromática (a preto), constituída pela adição de duas ondas monocromáticas lineares com a mesma altura (a vermelho e verde), e envelope (linha tracejada azul). Adaptado de Conde et al. (2013b).

2.4 Ondas irregulares

As teorias de ondas permitem uma formulação matemática que descreve os fenómenos de propagação de ondas monocromáticas (com altura, período e direção constantes). No entanto, as ondas que ocorrem na natureza variam de altura e período e movem-se em diferentes direções, o que as torna irregulares. Devido a esta variabilidade torna-se necessário tratar as características das ondas em termos estatísticos. A superfície do oceano é, portanto, a combinação de muitas componentes de ondas que podem formar grupos, com diferentes alturas e períodos, o que resulta numa configuração irregular e aleatória. Ondas monocromáticas apesar de serem raras na natureza não deixam contudo de ser importantes numa primeira análise e podem facilmente ser geradas em laboratório (Demirbilek e Vincent, 2008).

Nesta secção é feita uma introdução às ondas irregulares, que tal como na secção anterior para as ondas bicromáticas, serve como base a trabalhos futuros, uma vez que não foram realizadas nesta dissertação simulações com ondas irregulares. São aqui apresentados alguns conceitos básicos sobre ondas irregulares.

Ondas irregulares podem ser analisadas estatisticamente de duas formas, onda-a-onda ou através de uma análise espectral. Uma descrição detalhada dos parâmetros característicos das ondas e métodos de análise pode ser encontrada em Demirbilek e Vincent

(2008). Nesta dissertação, para estudo de ondas geradas monocromáticas, devido a alguma irregularidade relacionada por exemplo com problemas de reflexão nos resultados, são utilizados também alguns conceitos estatísticos. Alguns conceitos frequentemente utilizados são os de altura e período significativos, H_s e T_s ; altura e períodos médios, H_m e T_{av} ; altura e período máximos, H_{max} e T_{max} ; altura correspondente ao período máximo e período correspondente à altura máxima, $H(T_{max})$ e $T(H_{max})$. A análise espectral pode ser feita através da transformada rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform*, FFT) que é essencialmente um algoritmo eficiente que permite obter a transformada discreta de Fourier DFT (*Discrete Fourier Transform*) uma transformação do domínio temporal para o domínio da frequência quando se tem uma série temporal do tempo com termos uniformemente espaçados (Cooley e Tukey, 1965). Este conceito é também utilizado neste estudo para avaliar a evolução das harmônicas da amplitude de onda.

METODOLOGIAS

No presente capítulo são apresentadas as ferramentas necessárias à realização dos objetivos propostos, a modelação matemática e o programa utilizado nas simulações numéricas. Na secção sobre o *software* e código numérico é dado a conhecer o programa que permite, através dos métodos numéricos e da modelação apresentada, realizar as simulações numéricas, o OpenFOAM. Este programa utiliza o método dos volumes finitos para resolver problemas de mecânica dos fluidos computacional. É constituído por vários *solvers* e *utilities*. Aqui é também apresentado o *solver* utilizado, o IHFOAM, e os *utilities* de pré e pós-processamento, bem como, outros *softwares* e ferramentas utilizados. Na modelação matemática são apresentados os métodos de resolução e as equações que regem o escoamento, bem como os esquemas numéricos e os algoritmos de resolução a utilizar.

3.1 Ferramentas e Software

Nesta dissertação foram utilizados *softwares* preferencialmente de código aberto e gratuitos. Foi utilizada a versão 2.2.2 do OpenFOAM instalado no sistema operativo Ubuntu 14.04 LTS. Nas simulações realizadas foi utilizado um computador com um processador Intel® Core™ i7-5820K @ 3.3GHz × 12 com 32GB RAM.

3.1.1 OpenFOAM

OpenFOAM é um *software* de código aberto (*open-source*) que permite resolver problemas do meio contínuo, incluindo a mecânica dos fluidos computacional (CFD). Pertence à OpenFOAM Foundation e é distribuído exclusivamente sob a *General Public License* (GPL). A GPL dá aos utilizadores a liberdade de modificar e redistribuir o *software* e garante utilização livre, mediante os termos da licença (*The OpenFOAM Foundation*).

Trata-se sobretudo de um conjunto de bibliotecas em linguagem de programação C++, que permitem criar executáveis, conhecidos como aplicações. As aplicações dividem-se em duas categorias: *solvers*, desenvolvidos para resolver um problema específico da mecânica de um meio contínuo; e *utilities*, com o propósito de realizar tarefas que envolvam manipulação e processamento de dados. A distribuição do programa é constituída por uma enorme variedade de *solvers* e *utilities* cobrindo uma vasta gama de problemas nas mais diversas áreas da Ciência e Engenharia (OpenFOAM®, 2013).

Dentro do conjunto de *utilities*, o programa vem equipado com uma grande quantidade de ferramentas de pré- e pós-processamento tal como: criação de malha, análise da qualidade da mesma, colocação de sondas e extração dos respetivos resultados das mesmas, manipulação de dados e muitas outras ferramentas aqui não referidas. O próprio programa não contém interface gráfica, no entanto existem alguns *softwares* externos que podem ser utilizadas em conjunto com este e que permitem uma utilização mais interativa como é o caso do *simFlow* (*simFlow CFD Software - OpenFOAM® GUI*) ou do *HELYX* (*HELYX Advanced CFD Software Suite | engys*).

A criação de um caso de estudo para a realização de uma simulação numérica passa pela criação de uma diretoria contendo sub-diretorias organizando um conjunto de ficheiros com as informações necessárias sobre o escoamento inicial, condições fronteira, malha de discretização do domínio, fluido e parâmetros da simulação. Estes ficheiros com toda a informação são chamados pelos *solvers* e pelos *utilities* por forma a obter as variáveis necessárias à sua resolução. No anexo A encontra-se um esquema em árvore representativo da estrutura de um caso de estudo do OpenFOAM, nomeadamente a de uma das simulações a realizadas nesta dissertação.

Em suma, a diretoria do caso é composta por três subdiretorias principais: a diretoria "0", contendo as condições fronteira e iniciais do domínio computacional para cada variável; a diretoria "constant" contendo informação sobre a malha na sua sub-diretoria "polyMesh", propriedades dos fluidos e modelo de turbulência; e a diretoria "system" onde se encontra a informação sobre os parâmetros de simulação no ficheiro "controlDict", os esquemas numéricos em "fvSchemes" e algoritmos de resolução em "fvSolution".

3.1.2 IHFOAM

O IHFOAM é um *solver* desenvolvido para o OpenFOAM e inclui um conjunto de ferramentas de resolução numérica. É baseado no *solver* *interFoam* partilhando o método de captura de superfície livre, o método VOF. Resolve as equações VARANS (*Volume Averaged Reynolds Averaged Navier-Stokes*) para dois fluidos incompressíveis e imiscíveis com possibilidade de zona porosa através de um método de volumes finitos. Permite a geração de ondas regulares e irregulares segundo várias teorias de ondas e inclui absorção ativa. Possibilita a introdução de vários modelos de turbulência (e.g. $k-\epsilon$, $k-\omega$ SST, LES) (Higuera et al., 2013; IHFOAM, 2014).

O IHFOAM permite gerar ondas do tipo Stokes de primeira, segunda e quinta ordem,

cnoidal, função corrente e ondas solitárias. Todas estas teorias introduzem um perfil não uniforme na fronteira do domínio, introduzindo uma velocidade vertical e horizontal à água. O IHFOAM tem ainda um gerador de onda do tipo pistão que introduz um perfil de velocidade uniforme que permite replicar certos tipos de geradores de onda de laboratório. As fronteiras de absorção ativas servem para impedir as ondas refletidas nas fronteiras do domínio computacional de influenciar a onda gerada na fronteira de geração.

Na ausência de porosidade o *solver* resolve as equações RANS para escoamento incompressível, o que é aplicável à maioria dos problemas de engenharia costeira. Para identificar a superfície livre usou-se o método VOF. Este método, para problemas com duas fases, neste caso ar e água, usa apenas uma variável α que varia entre 1 e 0 consoante a quantidade de água existente na célula, 1 se for somente água, 0 se for só ar e entre 0 e 1 representando a interface. Para a obtenção de uma interface bem definida, foi desenvolvido um método limitador para a resolução da equação do método VOF, o método limitador multidimensional universal para solução explícita (*Multidimensional Universal Limiter for Explicit Solution*, MULES). Na resolução do sistema de equações RANS é utilizado o algoritmo PIMPLE, que é uma combinação dos algoritmos SIMPLE e PISO (IHFOAM, 2014).

Na diretoria do caso de estudo, apresentada no Anexo A, o tipo de onda e as propriedades da mesma são indicados no ficheiro "*IHwavesDict*", contido na diretoria "*system*". A configuração inicial das fases é definida no ficheiro "*setFieldsDict*". Caso houvesse porosidade seria necessário mais um ficheiro com o nome "*porosityDict*" contendo os parâmetros de porosidade.

3.1.3 Geração de malha

As malhas foram geradas utilizando *utilities* do próprio OpenFOAM, o *blockMesh* e o *snappyHexMesh*, e o software Gmsh de criação de malha.

O Gmsh é um *software* gratuito e *open-source* para criação de malhas tridimensionais. Inclui um módulo de desenho assistido por computador CAD (*Computer Aided Design*) e um de pós processamento. Tem suporte para sistemas operativos Windows, Unix e MacOS (Geuzaine e Remacle, 2009).

O *blockMesh* é um *utility* do próprio OpenFOAM. O princípio de funcionamento do *blockMesh* é a decomposição da geometria do domínio em um ou vários blocos tridimensionais hexaédricos. As arestas dos blocos podem ser linhas retas, arcos ou splines. A malha é especificada através do número de células e taxa de expansão das mesmas em cada direção do bloco. A geração da malha é feita através do ficheiro "*blockMeshDict*" localizado na diretoria "*system*" (Anexo A) onde se encontra a informação sobre os blocos (OpenFOAM®, 2013).

O *snappyHexMesh* é um *utility* que serve para gerar malhas tridimensionais, constituídas por hexaedros ou hexaedros repartidos, a partir de geometrias superficiais compostas por triângulos, no formato *Stereolithography* (STL) ou *Wavefront Object* (OBJ). A malha

conforma-se aproximadamente com a superfície refinando iterativamente uma malha inicial. Opcionalmente permite a colocação de camadas nas zonas definidas, comprimindo a malha. É ainda possível definir vários níveis de refinamento em zonas especificadas. Os parâmetros da malha são definidos no ficheiro "*snappyHexMeshDict*" (Anexo A).

Para a criação de malhas com o *snappyHexMesh* são necessários os ficheiros STL com a geometria e as fronteiras do domínio computacional que se pretende, o que pode ser concebido através de ferramentas CAD. Para isso foi utilizado o programa FreeCAD (Collette e Falck, 2012) que como todos os outros utilizados nesta dissertação também é um *software* livre de código aberto. Os ficheiros STL são então colocados na diretoria "*triSurface*" (Anexo A) e são chamados através do ficheiro "*snappyHexMeshDict*". É ainda necessária uma malha base que define a extensão do domínio computacional e o nível base da densidade da malha. Esta malha base é feita tipicamente com o *blockMesh*, que neste estudo é exclusivamente utilizado para este fim.

3.1.4 Objetos função

Objetos função (*Function Objects*) são funcionalidades que o OpenFOAM oferece que podem ser executadas pelo utilizador durante uma simulação. Correm durante o tempo de execução para cada passo tempo, através de configuração no ficheiro "*controlDict*".

O OpenFOAM contém um grande número de objetos função que permitem realizar não só uma grande variedade de cálculos de pós-processamento mas também algumas tarefas de controlo de atividade.

Nos estudos presentes nesta dissertação foram utilizados dois tipos de objetos função: a função *probes*, que permitiu a colocação de sondas em pontos localizados do domínio computacional; e a função *sampleSet* que permitiu retirar dados das simulações em conjuntos de pontos com configurações que podem representar linhas, superfícies ou nuvens de pontos. Com a função *probes* obtiveram-se as componentes da velocidade em localizações específicas a cada passo-de-tempo e com a *sampleSet* o valor da fração de volume de fluido ao longo de linhas definidas como *input* no "*controlDict*" e também a iso-superfície com fração de volume de fluido 0.5, que representa a superfície livre.

3.1.5 Pós-processamento

A análise e processamento de resultados pode ser feita através de várias ferramentas, algumas embutidas no próprio OpenFOAM (e.g. *utilities*) e outras ferramentas de terceiros, i.e. externas a este. Nos estudos a realizar nesta dissertação foram utilizadas sobretudo ferramentas de terceiros para o tratamento e visualização de resultados. Os resultados extraídos das sondas colocadas através de objetos função do OpenFOAM foram manipulados e visualizados através de programação Python e utilizando Gnuplot, QtiPlot e ParaView.

A representação gráfica foi feita essencialmente através do Gnuplot, QtiPlot e Paraview, permitindo a visualização do comportamento do escoamento. O Gnuplot é um

programa de criação de gráficos através de uma linha de comandos para diversas plataformas. O QtiPlot é um *software* livre multi-plataforma de análise de dados e visualização gráfica, permitindo a visualização de soluções científicas. O Paraview é uma aplicação de código aberto, multi-plataforma de análise de dados e visualização. A exploração de dados pode ser feita iterativamente através de visualização 3D ou de programação. Permite visualizar grandes quantidades de dados em fontes repartidas de memória.

Python é uma linguagem de programação de alto nível, orientada por objetos, interpretada e iterativa. Suporta módulos e pacotes, encorajando a programação modular e reutilização de código. Possui interpretador gratuito com suporte para todos os sistemas operativos. Nesta dissertação, o Python foi utilizado principalmente para a manipulação algébrica e estatística de resultados e para isso foram utilizados essencialmente os seus módulos matemáticos, científicos e gráficos.

Foi utilizado um *script* em Python (ficheiro "*postSensVOF.py*" do Anexo A) para a obtenção da interface ar-água através da fração de volume de fluido extraída das sondas *sampleSet*. Neste *script* para cada posição de sonda é realizado um integral de Riemann da fração de volume ao longo da altura para cada instante, guardando, para cada sonda, um ficheiro com a posição da superfície livre em função do instante de tempo. O cálculo das transformadas discretas de Fourier DFT para cada sonda foi feito através de um *script* em Python (ficheiro "*FFT.py*" do Anexo A) para os últimos vinte períodos em cada sonda, este *script* aplica um algoritmo da transformada rápida de Fourier do próprio Python. A obtenção das alturas significativas e períodos médios também é feita com um *script* em linguagem Python (ficheiro "*postStat.py*", Anexo A). Ainda através de um ficheiro python (*postProbU.py* do Anexo A) são organizadas as componentes da velocidade obtidas das sondas *probes* para facilitar a sua leitura através dos programas de visualização gráfica.

3.2 Modelação matemática e numérica

A mecânica dos fluidos é governada por equações diferenciais às derivadas parciais Equações Diferenciais às Derivadas Parciais (EDP). As EDP podem ser resolvidas numericamente por tipos distintos de métodos de resolução: diferenças finitas, volumes finitos, elementos finitos e métodos espectrais (Wesseling, 2009). Em aplicações CFD é amplamente utilizado o Método dos Volumes Finitos (MVF).

Neste estudo foram realizadas simulações com o *software* OpenFOAM que utiliza o MVF. Para aplicar o método a primeira coisa a ser feita é a decomposição do domínio computacional em vários volumes de controlo ou células. Nos centróides das células são guardados os valores das variáveis e das constantes. As equações que governam o escoamento são integradas em todas as células do domínio. As soluções das variáveis são calculadas para os centros de cada célula e as variáveis das faces são interpoladas a partir dos centroides.

3.2.1 Equações RANS

As equações que governam o escoamento de um fluido são representadas por proposições matemáticas de leis da conservação da física: conservação da massa, conservação da quantidade de movimento e da energia. Considerando o escoamento tridimensional de um fluido Newtoniano e incompressível devem ser respeitadas a conservação da massa e da quantidade de movimento, que ficam estabelecidas pelas equações de Navier-Stokes, designadas com o nome dos cientistas que as desenvolveram de forma independente (Versteeg e Malalasekera, 2007).

Utilizando a notação que representa a variável vetorial a negrito para a diferenciar da escalar, a equação que representa a lei da conservação da massa para um Volume de Controlo (VC) num problema tridimensional incompressível (ρ constante) é dada, na sua forma vetorial, por:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.1)$$

com ∇ a representar o divergente e a negrito o vetor velocidade $\mathbf{u} = (u, v, w)$. A eq. 3.1 pode ser representada em notação alongada e na de Einstein por:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

A lei da conservação do momento ou da quantidade de movimento é dada na notação de Einstein por:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p \delta_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.3)$$

onde g representa a aceleração da gravidade, δ o delta Kronecker ou matriz identidade ($\delta_{ij} = 1$ se $i = j$ e $\delta_{ij} = 0$ se $i \neq j$) e μ a viscosidade dinâmica do fluido.

Escoamentos em regime laminar podem ser completamente descritos pelas equações de Navier-Stokes (eqs. 3.2 e 3.3). No entanto, muitos, senão a maioria dos escoamentos significativos em problemas de engenharia são turbulentos. O regime do escoamento é controlado pelo número de Reynolds, um número adimensional que é a razão entre as forças de inercia e as viscosas. O número de Reynolds é definido como:

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} \quad (3.4)$$

onde U representa a módulo da velocidade e L um comprimento característico dependente da geometria e do escoamento. Por exemplo, no escoamento no interior de tubos o comprimento característico é o diâmetro do tubo. Para baixos valores do número de Reynolds, tipicamente abaixo de um valor crítico, o escoamento encontra-se em regime laminar ($Re < 2100$ no interior de tubos), para números de Reynolds mais elevados observam-se efeitos turbulentos ($Re > 4000$ em escoamentos no interior de tubos) (Versteeg e Malalasekera, 2007).

Na presença de turbulência desenvolve-se um estado de movimento caótico, irregular e imprevisível, caracterizado por uma rápida taxa de dissipação de energia e pela

libertação de vórtices com diferentes tamanhos, dentro da escala de tamanho da região turbulenta. A velocidade e a pressão, como outras propriedades do escoamento variam de uma forma imprevisível com o tempo dentro de regiões consideráveis do escoamento. Uma medição típica pontual da velocidade é mostrada na figura 3.1.

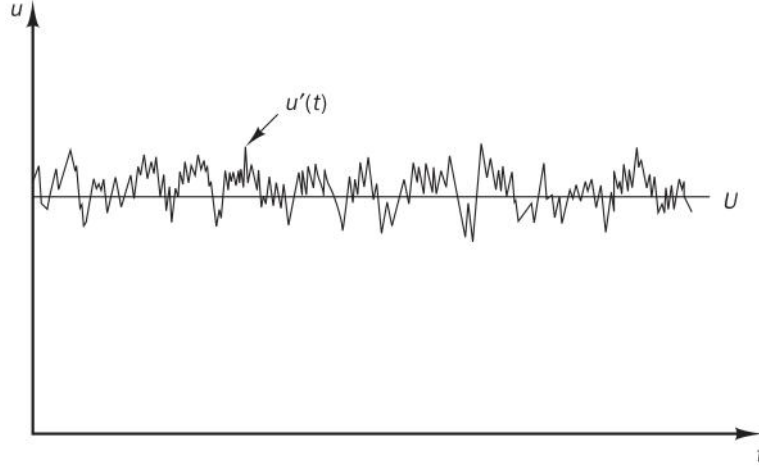


Figura 3.1: Medição pontual típica da velocidade num escoamento turbulento. Adaptado de Versteeg e Malalasekera (2007).

A natureza imprevisível do escoamento leva a que se use uma descrição alternativa para representar as propriedades do escoamento. A propriedade é decomposta nas suas componentes média e flutuação, em que, no caso de uma propriedade qualquer instantânea do fluido definida por a , esta fica representada por $a(t) = \bar{a} + a'(t)$, onde \bar{a} representa a média temporal e a' a flutuação relativas à propriedade. Esta abordagem é a chamada decomposição de Reynolds, a partir da qual se obtém expressões matemáticas que descrevem o comportamento médio do escoamento de fluidos (eqs. RANS), substituindo as componentes da decomposição nas Navier-Stokes e realizando a sua média temporal.

Aplicando a média temporal sobre a equação que representa a conservação da massa e introduzindo a decomposição de Reynolds, verifica-se que se obtém a mesma equação representada em termos das médias temporais da velocidade, uma vez que a média da flutuação da velocidade é zero. Assim,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.5)$$

Já na equação da conservação do momento surge um termo que depende das flutuações, uma vez que,

$$u_i u_j = (\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j) = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{u}_i u'_j + u'_i \bar{u}_j + u'_i u'_j} = \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u'_i u'_j} \quad (3.6)$$

Daqui para a frente deixa-se a utilização do traço na representação das médias temporais da velocidade. Desta forma a introdução da decomposição de Reynolds na equação do

momento fica:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.7)$$

O novo termo que aparece nas equações relativamente às Navier-Stokes depende das flutuações da velocidade (u'_i) e portanto, pode ser considerado como uma contribuição da turbulência. Uma vez que os termos das flutuações não podem ser resolvidos através das equações RANS este termo tem de ser modelado e para isso recorre-se a modelos de turbulência. É comum coloca-lo no lado direito da igualdade, refletindo o seu papel como tensor das tensões turbulentas adicionais sobre as componentes médias das velocidades. Estas tensões adicionais são designadas de tensões de Reynolds. A equação 3.7 fica:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (3.8)$$

As tensões de Reynolds dão origem a seis incógnitas adicionais. Os modelos de turbulência permitem prever as tensões de Reynolds e os termos escalares do transporte, fechando assim o sistema de equações do escoamento médio. Para que um modelo de turbulência seja útil num propósito geral de CFD, este deve cobrir uma vasta gama de diferentes aplicações, ser preciso, simples e económico na utilização de recursos computacionais. A maioria dos modelos de turbulência são classificados consoante o número adicional de equações do transporte que são necessárias resolver paralelamente às equações RANS. Exemplos de modelos são o modelo $k-\epsilon$ e o modelo $k-\omega$ com duas equações de transporte cada.

Visto que a turbulência tem um papel relevante na dissipação de energia, uma abordagem comum é a utilização de uma viscosidade adicional:

$$\overline{u'_i u'_j} = -\nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.9)$$

Para simplificar as equações, a viscosidade turbulenta é adicionada à molecular, resultando uma viscosidade efetiva: $\mu_{eff} = \mu + \mu_t = \mu + \rho \nu_t$. A equação 3.8 fica então:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] + F_i \quad (3.10)$$

Note-se que foi acrescentado um termo à equação que permite entrar em conta com forças de fontes externas F_i (e.g. tensão superficial) (Higuera, 2015).

3.2.2 Modelo de Turbulência

A escolha do modelo de turbulência a aplicar tem influência nos resultados, no esforço computacional a utilizar e consequentemente no tempo de simulação. Este ultimo normalmente é uma variável limitada em estudos e projetos de engenharia, portanto, ao implementar o modelo de turbulência deve-se ter em conta a qualidade de resultados

requerida ao problema em causa e a capacidade computacional disponível. Existem várias formas de ter em conta os efeitos da turbulência num estudo numérico envolvendo a resolução das equações de Navier-Stokes.

A técnica mais rigorosa é a *Direct Numerical Simulation* (DNS) que resolve diretamente as equações de Navier-Stokes sendo que, para isso, utiliza uma malha com elementos extremamente refinados para entrar em conta com os vórtices turbulentos de menores escalas. Este método de resolver problemas com turbulência envolve um enorme esforço computacional. Outra técnica é o *Large Eddy Simulation* (LES) que resolve as Navier-Stokes para escalas maiores de turbulência, no entanto para pequenos vórtices a turbulência é modelada. Isto permite reduzir o esforço computacional relativamente à DNS. A técnica LES é mais realista que as técnicas RANS ou *Detached Eddy Simulation* (DES). Esta última é um misto entre RANS e LES, de tal forma que utiliza LES em zonas onde a resolução é suficientemente refinada para isso, para regiões de menores escalas de turbulência recorre a modelos RANS. Nas RANS a turbulência não é simulada, é apenas modelada. Nestes modelos a turbulência é tida em conta como uma viscosidade adicional (Higuera, 2015; Versteeg e Malalasekera, 2007).

Aqui é apresentado o modelo de turbulência $k - \epsilon$ *standard* aplicado às RANS. É um modelo especialmente indicado para escoamentos com gradientes de pressão relativamente pequenos. É também adequado para escoamentos onde prevalecem as tensões de corte de Reynolds. A sua utilização não é muito vantajosa em escoamentos com gradientes de pressão adversos, em zonas com grande curvatura de parede ou zonas de separação de escoamento. O modelo utiliza duas equações do transporte adicionais, uma para modelar a energia cinética turbulenta, k ,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla k - \nabla \cdot (D_k \nabla k) + \beta_k k = F_k \quad (3.11)$$

e outra para a taxa de dissipação de energia, ϵ ,

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \epsilon - \nabla \cdot (D_\epsilon \nabla \epsilon) + \beta_\epsilon k = F_\epsilon \quad (3.12)$$

Tabela 3.1: Expressões intermédias para o modelo de turbulência $k - \epsilon$.

$D_k = \nu + \frac{\nu}{\sigma_k}$	$D_\epsilon = \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon}$
$\beta_k = \frac{\epsilon}{k}$	$\beta_\epsilon = C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon}{k}$
$F_k = 2\nu_t \mathbf{S}^2$	$F_\epsilon = 2C_{\epsilon 1} \nu_t \frac{\epsilon}{k} \mathbf{S}^2$

Na tabela 3.1 encontram-se as expressões intermédias que calculam D_k e D_ϵ que são os coeficientes de difusão, β_k e β_ϵ que são os coeficientes de dissipação e F_k e F_ϵ que são os termos fonte, que incluem o tensor da taxa de deformações (\mathbf{S}) dado por:

$$\mathbf{S} = \left[\frac{\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^t}{2} \right] \quad (3.13)$$

As equações de transporte para k e ϵ contêm cinco constantes derivadas empiricamente que para o caso do modelo $k - \epsilon$ *standard* tomam os valores estandardizados apresentados na tabela 3.2 (Higuera, 2015; Versteeg e Malalasekera, 2007).

Tabela 3.2: Coeficientes do modelo de turbulência $k - \epsilon$.

Modelo	C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ
$k - \epsilon$ <i>standard</i>	0.09	1.44	1.92	1.00	1.30

3.2.3 Método VOF

O conjunto de vários fluidos a coexistir no domínio é um sistema multifásico. Se os fluidos forem imiscíveis forma-se uma superfície livre na região de contacto entre cada um dos fluidos.

Para a modelação da superfície livre existem várias técnicas, aqui foi utilizada a técnica VOF (Hirt e Nichols, 1981) que permite estimar a quantidade de fluido em cada célula. No método VOF, cada fase é descrita pela fração α_i , correspondente à fração de volume ocupada pelo i -ésimo fluido existente na célula. A principal vantagem deste método é a sua simplicidade, que permite a aplicação a configurações de superfície livre mais complexas, representado-as facilmente sem necessidade de recorrer a malhas deformáveis. Uma desvantagem é que este método torna-se menos eficiente à medida que o efeito da tensão superficial aumenta. No entanto, na maioria das aplicações de engenharia costeira lida-se com comprimentos de onda relativamente longos, assim, apenas em fenómenos muito específicos as forças de tensão superficiais são não desprezáveis.

Este método utiliza uma equação de transporte adicional para determinar a fração de volume de fluido para cada célula. Como na maioria das aplicações de engenharia costeira estão presentes principalmente ar e água, apenas é necessário um indicador de fase, α , que define a quantidade de água por unidade de volume em cada célula. Assim, se uma célula for somente constituída por água, α toma o valor 1, caso seja composta só por ar toma o valor 0 e para valores entre 0 e 1 a célula encontra-se na interface ar-água.

O cálculo de qualquer propriedade do fluido em cada célula é feito através de uma ponderação com base na fração de volume de fluido, desta forma, se a representar uma qualquer propriedade do fluido (e.g. massa volúmica ρ , ou viscosidade ν) então

$$\phi = \alpha a_{agua} + (1 - \alpha) a_{ar} \quad (3.14)$$

Aqui, a_{agua} corresponde à propriedade a da água e a_{ar} corresponde à mesma propriedade correspondente ao ar. O movimento das fases é descrito por uma equação de advecção dada por:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \mathbf{u}) = 0 \quad (3.15)$$

onde \mathbf{u} é a velocidade do fluido. No entanto, esta equação deve ter algumas restrições. O seu resultado deve ser limitado entre 0 e 1 e a interface (zona onde $0 < \alpha < 1$) deve ser o mais fina possível, uma vez que em líquidos reais a interface representa uma descontinuidade (Higuera, 2015). A solução para esta questão é a colocação de um termo contra-difusivo, que pode ser uma força compressora que atua na interface, ou a reconstrução da superfície livre.

3.2.4 Médias volumétricas

Uma forma de modelar o escoamento através de um meio poroso consiste em obter o comportamento médio do escoamento dentro do meio através de uma média das suas propriedades. O escoamento através de uma zona porosa pode ser considerado como um conjunto de forças de arrasto geradas pelo material, que se opõem ao movimento do escoamento.

Só as forças de arrasto não chegam para representar completamente escoamentos bi-fásicos através de materiais porosos, uma vez que o fluido está estrangulado e é apenas capaz de passar através dos vazios deixados pela matriz sólida dos materiais. Para isso, as equações RANS necessitam de algumas modificações, como a aplicação de médias volumétricas, que permitem entrar em conta com materiais de baixa porosidade (0.35-0.65) normalmente utilizados em estruturas de engenharia costeira (Higuera, 2015). As médias volumétricas das equações RANS permitem tratar o escoamento em zonas porosas como um meio contínuo, caracterizado pelas suas propriedades macroscópicas, eliminando a necessidade de uma descrição detalhada da sua complexa geometria interna.

A média volumétrica pode ser considerada como uma operação matemática aplicada a um campo num volume de controlo V em que o volume de fluido contido dentro desse volume de controlo é V_f (não confundir aqui volume de fluido com o valor α da técnica VOF). A média volumétrica é, portanto, dada por:

$$\langle a \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_f} a dV \quad (3.16)$$

onde $\langle \rangle$ representa o operador média volumétrica e a uma campo qualquer do escoamento.

A média volumétrica apresentada introduz um efeito inconveniente, uma vez que inclui as variações de V_f (volume entre poros). Assim, variações de V_f num campo constante podem produzir gradientes espaciais ou temporais. São assim introduzidas as médias intrínsecas, relacionadas apenas com o volume de fluido entre poros:

$$\langle a \rangle^f = \frac{1}{V_f} \int_{V_f} a dV \quad (3.17)$$

As duas médias volumétricas relacionam-se através da introdução de uma nova variável, a porosidade ϕ , dada por:

$$\phi = \frac{V_f}{V} \quad (3.18)$$

Numa zona sem obstáculos, em que $V = V_f$, $\phi = 1$ e numa de material sólido $\phi = 0$. Através da porosidade obtém-se a relação entre as médias das propriedades:

$$\langle a \rangle = \phi \langle a \rangle^f \quad (3.19)$$

Tal como na média temporal aplicada nas RANS, na média volumétrica também se obtém a decomposição das propriedades em média e flutuações, assim uma propriedade qualquer a pode ser representada por:

$$a = \langle a \rangle^f + a' + a'' \quad (3.20)$$

em que $\langle a \rangle^f$ é a média intrínseca da propriedade, a' são as flutuações temporais e a'' as flutuações espaciais. Este último contém informação de pequena escala que se perde quando se realiza a média volumétrica (Higuera, 2015).

O processo de aplicação das médias volumétricas nas equações RANS faz aparecer novos termos nas equações, como forças de fricção, de pressão e uma massa adicional representante das componentes individuais do meio poroso. Estas contribuições não podem ser resolvidas e necessitam de ser modeladas. Recorrem-se a alguns modelos de aproximação (Higuera, 2015). O caso de estudo desta dissertação não contém zonas porosas no entanto foi aqui apresentadas as médias volumétricas para ajudar a compreender o *solver* utilizado.

3.2.5 Equações que governam o escoamento

O *solver* a utilizar nas simulações a realizar nesta dissertação é o IHFOAM que resolve as equações *Volume Averaged Reynolds Averaged Navier-Stokes* (VARANS). Permite resolver escoamentos bifásicos, regime incompressível e com porosidade, no entanto, na ausência de porosidade este *solver* resolve apenas as RANS, dando os mesmos resultados que utilizando o *interFoam* (Higuera, 2015).

As equações que incluem a continuidade (eq. 3.21) e conservação do momento (eq. 3.22) são as expressões matemáticas que relacionam pressão e velocidade e, no caso do IHFOAM, são:

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial \rho \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{\phi} \rho \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle \right] = -\phi \frac{\partial \langle p \rangle^f}{\partial x_i} + \phi \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \right] - [CT] \quad (3.22)$$

A aplicação da técnica das médias volumétricas leva ao aparecimento de termos que não podem ser resolvidos, como forças de fricção, pressão e massa adicional relativamente ao material poroso. Estes termos necessitam de ser aproximados por um modelo que os represente. Normalmente são tomados como forças de arrasto (Higuera, 2015). Estes

termos são dados na equação como CT ou *closure terms*. Segundo Higuera (2015) estes termos são calculados da seguinte forma:

$$[CT] = A\langle u_i \rangle + B|\langle u \rangle|\langle u_i \rangle + C \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} \quad (3.23)$$

onde A e B tomam os valores:

$$A = \alpha_p \frac{(1-\phi)^3}{\phi^2} \frac{\mu}{D_{50}^2} \quad (3.24a)$$

$$B = \beta \left(1 + \frac{7.5}{KC} \right) \frac{1-\phi}{\phi^2} \frac{\rho}{D_{50}} \quad (3.24b)$$

onde KC representa o número de Keulegan-Carpenter, D_{50} o diâmetro médio nominal do material poroso. C toma normalmente o valor $C = 0.34$ (Higuera, 2015).

Para além das equações da conservação do momento e da massa, o método VOF introduz mais uma equação para a fração de volume de fluido dada por:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{1}{\phi} \frac{\partial \alpha \langle u_i \rangle}{\partial x_i} + \frac{1}{\phi} \frac{\partial \alpha (1-\alpha) \langle u_{ci} \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (3.25)$$

Aqui aparece um termo adicional que não aparecia na equação 3.15, o termo $\frac{\partial \alpha (1-\alpha) \langle u_{ci} \rangle}{\partial x_i}$. Este termo representa uma compressão artificial, utilizada no OpenFOAM por forma a manter uma interface mais estreita, que represente melhor a física do problema. O escoamento é apenas comprimido na direção normal à interface $\left(\frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \right)$, dos valores de menor para os de maior α , ou seja, do ar para a água. A velocidade de compressão é dada por $|u_{ci}| = \min[c_\alpha |u_i|, \max(|u_i|)]$, onde o utilizador define no OpenFOAM o valor de c_α , que toma o valor 1 por definição mas pode ser maior para melhorar a compressão da interface, ou zero para a eliminar. Esta equação deve ser limitada entre 0 e 1, o que se obtém através da técnica MULES, que usa um fator limitador nos fluxos dos termos divergentes discretizados (Higuera, 2015).

3.2.6 Algoritmos de resolução

As equações RANS discretizadas demonstram existir dependência linear da pressão com a velocidade e vice-versa (Jasak, 1996), para contornar essa dependência os *solvers* de programas CFD recorrem a algoritmos. Estes algoritmos são processos iterativos que permitem combinar as equações do momento e conservação da massa e resolver equações para a pressão e velocidade. Os algoritmos baseiam-se em previsões iniciais de soluções e nas suas sucessivas correções (OpenFOAM®, 2013).

Nas simulações a realizar neste estudo é utilizado um *solver* que utiliza o algoritmo PIMPLE, uma combinação dos algoritmos SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*) (Patankar, 1980) e PISO (*Pressure Implicit with Splitting of Operators*) (Issa, 1985). A estrutura principal do PIMPLE é igual à do PISO, no entanto permite ainda fatores de relaxamento por forma a assegurar a convergência de todas as equações a cada

passo de tempo (IHFOAM, 2014). Os dois algoritmos são aplicados e explicados por Jasak (1996).

Na figura 3.2 encontra-se um fluxograma que representa o algoritmo PIMPLE. O ciclo principal, ou *loop* principal, é apresentado a sombreado. O algoritmo PIMPLE (abaixo do *loop* principal) e o subciclo alfa, ou Alpha SubCycle (do lado direito do *loop* principal), são realizados externamente ao ciclo principal. O subciclo alfa resolve a equação da fração de volume de fluido e aplica a técnica MULES referida na secção anterior. Dentro do algoritmo, e como representados no fluxograma da figura, são definidas alguns parâmetros de controlo, que devem ser indicados pelo utilizador para a realização do algoritmo. O nome dos parâmetros representados na figura 3.2 são: *nOuterCorrectors*, *nCorrectors*, *nonOrthogonalCorrectors*, *nAlphaSubCycles*, *nAlphaCorr* e *momentumPredictor*. Estes parâmetros definem o algoritmo e a quantidade de iterações a realizar em cada *loop*. Ditam a performance dos processos de resolução (IHFOAM, 2014). O parâmetro *nOuterCorrectors* ativa o ciclo por todo o sistema de equações dentro de cada passo de tempo, representando o número de vezes que o sistema é resolvido por passo de tempo (se for definido com o valor 1 o algoritmo é resolvido em modo PISO, que é o caso das simulações desta dissertação). O parâmetro *nCorrectors* define o número de vezes que o algoritmo resolve a equação da pressão e a correção do momento em cada passo de tempo. O parâmetro *nNonOrthogonalCorrector* serve para corrigir resultados de malhas não ortogonais, melhorando a sua convergência. *nAlphaSubCycles* controla o número de vezes que a equação do transporte de VOF α é resolvida em cada passo de tempo e *nAlphacorr* especifica o número de correções a executar na equação do método VOF a cada iteração. O parâmetro *momentumPredictor* controla se cada passo de tempo se inicia ou não pela resolução da equação do momento, neste estudo o parâmetro *momentumPredictor* é definido como não ativo (OpenFOAM®, 2013). Nas simulações do caso de estudo desta dissertação, os parâmetros do algoritmo utilizados são os apresentados na tabela 3.3, com o número de ciclos que cada um realiza.

Tabela 3.3: Parâmetros de controlo do algoritmo PIMPLE.

Parâmetro	Número de repetições
<i>nCorrectors</i>	3
<i>nNonOrthogonalCorrectors</i>	0
<i>nAlphaSubCycles</i>	4
<i>nAlphaCorr</i>	1

Os processos iterativos realizados no algoritmo passam pela resolução de sistemas de equações discretizadas. Para a resolução de cada sistema de equações o *solver* recorre a métodos numéricos de resolução de sistemas de equações lineares (*linear-solvers*). Há aqui que diferenciar os termos *linear-solver* de *solver*, visto que o último refere-se a todo o conjunto de equações e algoritmos que resolvem um problema específico.

Os *linear-solvers* são processos iterativos, baseiam-se na redução dos resíduos das

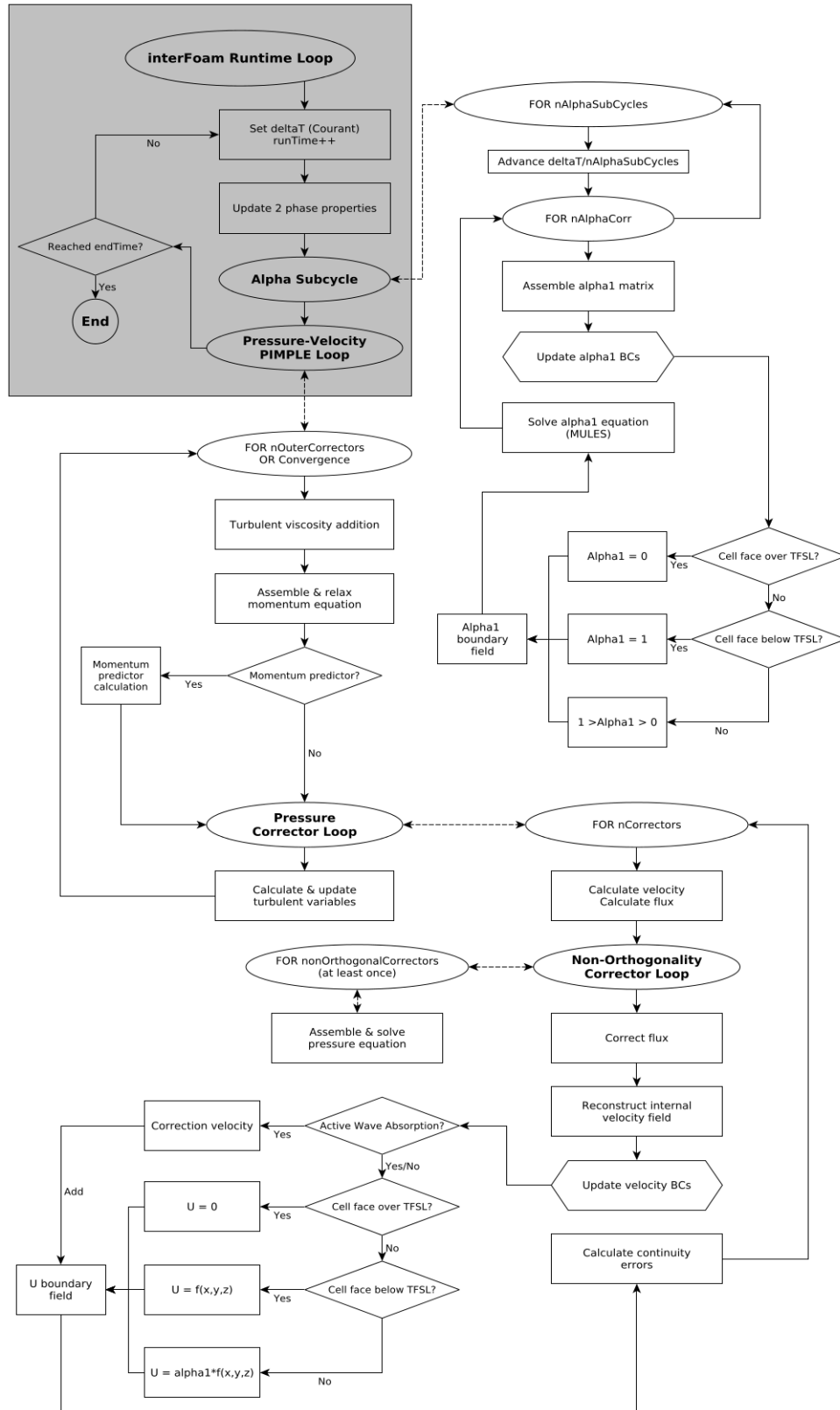


Figura 3.2: Fluxograma representativo do algoritmo PIMPLE, aplicado no interFoam (solver do OpenFOAM em que o IHFOAM se baseia). "TFSL" representa nível teórico de superfície livre (*Theoretical Free Surface Level*) (IHFOAM, 2014). Adaptado de IHFOAM (2014).

equações ao longo de uma sucessão de soluções. Os resíduos são uma medição do erro da solução, assim, quanto menores, mais precisa será a solução. O resíduo é avaliado pela substituição da solução corrente na equação a resolver e tirando a magnitude entre os dois lados da equação; o resíduo é normalizado por forma a torná-lo independente da escala do problema em análise (OpenFOAM®, 2013).

Antes de resolver uma equação para um campo particular, os resíduos iniciais são avaliados, com base nos valores atuais do campo. Depois de cada iteração o resíduo é reavaliado. A resolução do linear-solver pára se for atingido algum dos critérios de paragem que são:

- Os resíduos caírem abaixo do valor de tolerância;
- O rácio entre resíduo atual e inicial cair abaixo da tolerância relativa;
- O número de iterações exceder o número máximo.

A tolerância deve representar o nível de resíduo em que a solução pode ser considerada suficientemente precisa. A tolerância relativa limita a evolução relativa da solução inicial para a final a cada iteração. Em não estacionário, como é o caso das simulações deste estudo, é comum definir a tolerância relativa como 0, para forçar a solução a convergir para a tolerância a cada passo de tempo (OpenFOAM®, 2013).

A tabela 3.4 resume os algoritmos do sistema de equações lineares (*linear-solvers*) utilizados nas simulações desta dissertação. Estes resolvem a equação da pressão representada aqui pela pressão hidrostática subtraída da pressão $p_{rgh} = p - \rho gz$, as correções da velocidade \mathbf{u} , e equações para a energia cinética turbulenta k e taxa de dissipação de energia ϵ (Higuera, 2015). Para cada uma representam-se as tolerâncias, tolerâncias relativas e pré-condicionadores. O pré-condicionador é um método que permite condicionar um dado problema por forma a reduzir a taxa de convergência da sua resolução.

Tabela 3.4: *Linear-solvers* utilizados no OpenFOAM com respectivas tolerâncias.

p_rgh	Linear-solver	Característica
	PCG (Preconditioned Conjugate Gradient)	Para matrizes simétricas
	Pré-condicionador	
	DIC (Diagonal Incomplete-Cholesky)	Para matrizes simétricas
	Tolerância	1×10^{-6}
	Tolerância relativa	0
$u, k \text{ e } \epsilon$	Linear-solver	Característica
	PBiCG (Preconditioned Bi-Conjugate Gradient)	Para matrizes assimétricas
	Pré-condicionador	
	DILU (Diagonal Incomplete-LU)	Para matrizes assimétricas
	Tolerância	1×10^{-3}
	Tolerância relativa	0

3.2.7 Esquemas numéricos e de interpolação

As equações que governam o escoamento são previamente discretizadas na sua forma integral para cada volume de controlo, por forma a serem aplicados os algoritmos de resolução. Para isso são utilizados esquemas numéricos de discretização para os diferentes termos das equações, consoante a categoria a que estes se enquadram. Em conjunto com os esquemas numéricos de discretização são utilizados esquemas de interpolação que permitem obter valores nos centros das faces das células a partir da interpolação dos valores dos centros. As diferentes categorias de esquemas numéricos a definir no OpenFOAM são:

- *interpolationSchemes* - Interpolação de valores ponto a ponto;
- *snGradSchemes* - Componente do gradiente normal à face de uma célula;
- *gradSchemes* - Gradiente (∇);
- *divSchemes* - Divergência ($\nabla \cdot$);
- *laplacianSchemes* - Laplaciano (∇^2);
- *timeSchemes* - Primeira e segunda derivadas temporais (*ddtSchemes* - $\partial/\partial t$, *d2dt2Schemes* - $\partial^2/\partial t^2$).

Primeiramente são escolhidos os esquemas de discretização dos termos derivativos, sendo o mais comum a integração de volumes finitos Gaussiana, baseada na soma de valores das faces das células que devem ser interpolados a partir dos centros das mesmas. No OpenFOAM existe uma vasta possibilidade de escolha de esquemas de interpolação, que podem ser de primeira ordem, segunda ordem e alguns limitados ou não limitados com certos esquemas definidos para termos particulares (OpenFOAM®, 2013). Na tabela 3.5 são apresentados os esquemas numéricos utilizados nas simulações desta dissertação.

Os algoritmos de resolução e esquemas numéricos e de interpolação aqui apresentados e utilizados nas simulações, tal como os parâmetros de controlo do algoritmo (tabelas 3.4, 3.5 e 3.3), foram baseados nos casos de tutorial *breakwater* e *baseWaveFlume* incluídos na diretoria de instalação do IHFOAM, estes tutoriais têm como base uma otimização de parâmetros para casos semelhantes portanto optou-se por não os alterar. O *baseWaveFlume* trata-se de um canal retangular aplicando ondas regulares com a teoria de ondas *cnoidal*, em regime laminar. O *breakwater* é também um canal retangular onde se dá rebentação, também com ondas do tipo *cnoidal* e permitindo aplicar o modelo de turbulência *k – ε standard*.

Tabela 3.5: Esquemas numéricos utilizados no OpenFOAM

ddtSchemes (derivada temporal $\partial/\partial t$)			
Termo	Discretização	Descrição do esquema	
Default	Euler	Primeira ordem, limitado, implícito	
gradSchemes (termos gradiente ∇)			
Termo	Discretização	Interpolação	Descrição do esquema
Default	Gauss	linear	Segunda ordem, interpolação linear
divSchemes (termos divergente $\nabla \cdot$ ou div)			
Termo	Discretização	Interpolação	Descrição do esquema
$\nu_{eff} \nabla \mathbf{u},$ τ_{ij}^*	Gauss	linear	Segunda ordem, interpolação linear
$\rho \mathbf{u} \mathbf{u}$	Gauss	limitedLinearV 1	Primeira ordem, limitado
$\mathbf{u} \alpha$	Gauss	vanLeer	Primeira ordem, limitado
$\mathbf{u}_c \alpha$	Gauss	interfaceCompression	Primeira ordem, limitado
$\mathbf{u} \nu_{eff} \nabla \mathbf{u},$ $\mathbf{u} k,$ $\mathbf{u} \epsilon,$ $\mathbf{u} \nu_t$	Gauss	upwind	Primeira ordem, limitado
laplacianSchemes laplaciano ∇^2			
Termo	Discretização	Interpolação	Descrição do esquema
Default	Gauss	linear corrected	Segunda ordem, não limitado, conservativo
snGradSchemes (Componente do gradiente normal à face de uma célula)			
Termo	Discretização	Descrição do esquema	
Default	Corrected	Segunda ordem, não limitado, conservativo, correção não ortogonal	
interpolationSchemes (Componente do gradiente normal à face de uma célula)			
Termo	Discretização	Descrição do esquema	
Default	linear	Interpolação linear	

* τ_{ij} representa o tensor das tensões viscosas que se obtém através do tensor desviatório subtraindo o tensor das componentes hidrostáticas ao tensor das tensões total.

** Em escoamento laminar apenas são utilizados o esquemas numéricos referentes aos divergentes para os termos $\rho \mathbf{u} \mathbf{u}$, $\mathbf{u} \alpha$ e $\mathbf{u}_c \alpha$

CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

Este capítulo começa por apresentar uma breve descrição da configuração experimental, das condições de ondas incidentes e dos procedimentos experimentais envolvidos no caso de estudo. Igualmente, são apresentadas as condições de realização dos ensaios numérico. É realizado um estudo de convergência e independência da solução com diferentes malhas e passos de tempo. Para o caso de estudo, são comparados os resultados da elevação de superfície livre no domínio do tempo e da frequência, altura de onda significativa e período médio ao longo do canal. São ainda analisadas as componentes da velocidade numa secção, a representação através de hodógrafo das componentes da velocidade no meio da coluna de água nos três planos ortogonais e os perfis verticais de velocidade em secções ao longo do canal. Por fim, é apresentado um gráfico do tipo waterfall, para o caso numérico, em que se relaciona evolução da elevação de superfície livre em função das coordenadas espacial e temporal e onde é possível analisar a existência de ondas refletidas nas fronteiras do domínio.

4.1 Caracterização Experimental

O IHFOAM encontra-se hoje em dia bastante testado para uma grande variedade de situações de propagação de ondas. Higuera (2015) apresenta o código e um conjunto de testes com e sem porosidade em que o IHFOAM demonstra um bom desempenho das suas fronteiras de absorção, geração de ondas e na interação com estruturas porosas. Nesta dissertação foram apresentadas algumas comparações com resultados experimentais e parâmetros que permitem melhorar o conhecimento das ferramentas. Por forma a validar as simulações desta dissertação, os ensaios numéricos foram comparados com um dos

CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

casos de estudo de uma vasta gama de testes realizados no Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC) com o objetivo de estudar a transformação e rebentação de ondas, considerando diferentes condições de incidência. Ensaios em modelo físico, considerando ondas regulares incidentes, com e sem rebentação e com diferentes profundidades foram realizados por Okamoto et al. (2010), Endres et al. (2011), Neves et al. (2011, 2012) e Conde et al. (2012). Seguindo a mesma metodologia foram realizados por Conde et al. (2013a,b,c), testes com ondas bicromáticas e irregulares.

Os ensaios experimentais foram realizados no canal de ondas apresentado na figura 4.1. A figura 4.2 representa a geometria do canal, o comprimento total é 32.57 m, como indica a figura. O fundo impermeável é constituído a montante por duas rampas, uma de declive 1:11, próxima da zona de geração, e uma segunda rampa com 10 m de comprimento e declive 1:22, seguida de uma zona horizontal que se estende por 10 m. No fim do canal existe uma outra rampa de 1:20 seguida de uma zona de enrocamento com declive 1:2. Na zona de declive 1:20 foram colocados tapetes porosos por forma a reduzir a energia das ondas refletidas. O canal em planta tem uma largura constante a montante, de 1 m, seguida de um troço convergente e terminando num troço de largura constante a jusante, com 0.6 m (ver figura 4.2).

Este canal foi projetado com uma redução de área da secção transversal por forma a melhorar o seu comportamento hidráulico, minimizando o aparecimento de ondas transversais indesejadas. Para além disso, esta redução de secção permitia a obtenção de ondas com maior altura (devido ao empolamento na rampa de declive 1:22). Quando foram realizados os ensaios, o canal encontrava-se equipado com um gerador de ondas regulares/irregulares do tipo pistão controlado por uma placa A/D ligada a um computador pessoal. A figura 4.1 apresenta o canal e o gerador de ondas.

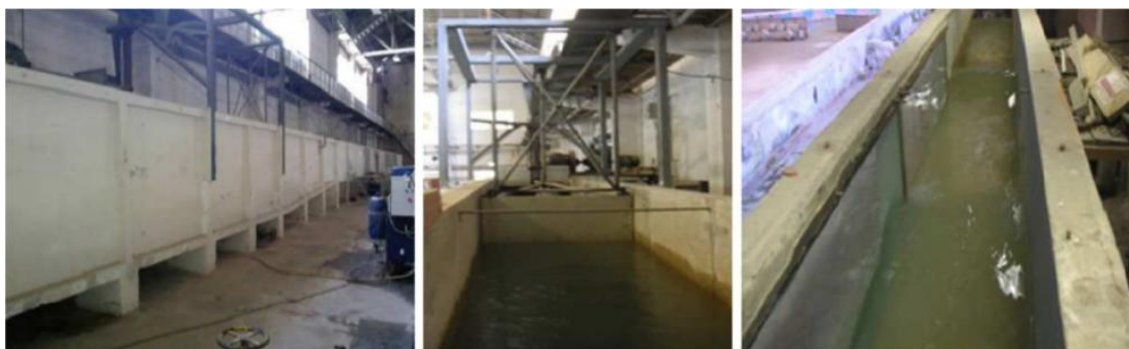


Figura 4.1: Vista lateral do canal (esquerda), gerador de ondas (centro) e vista de cima do canal (direita). Adaptado de Conde et al. (2013b).

As experiências foram realizadas em três fases principais correspondentes a diferentes condições de geração de onda: a) ondas regulares resultantes da combinação de quatro períodos ($T = 1.1, 1.5, 2.0$ e 2.5 s) e seis alturas de onda ($H = 0.08, 0.10, 0.12, 0.14, 0.16$ e 0.18 m); b) ondas bicromáticas resultantes da combinação de duas das ondas regulares

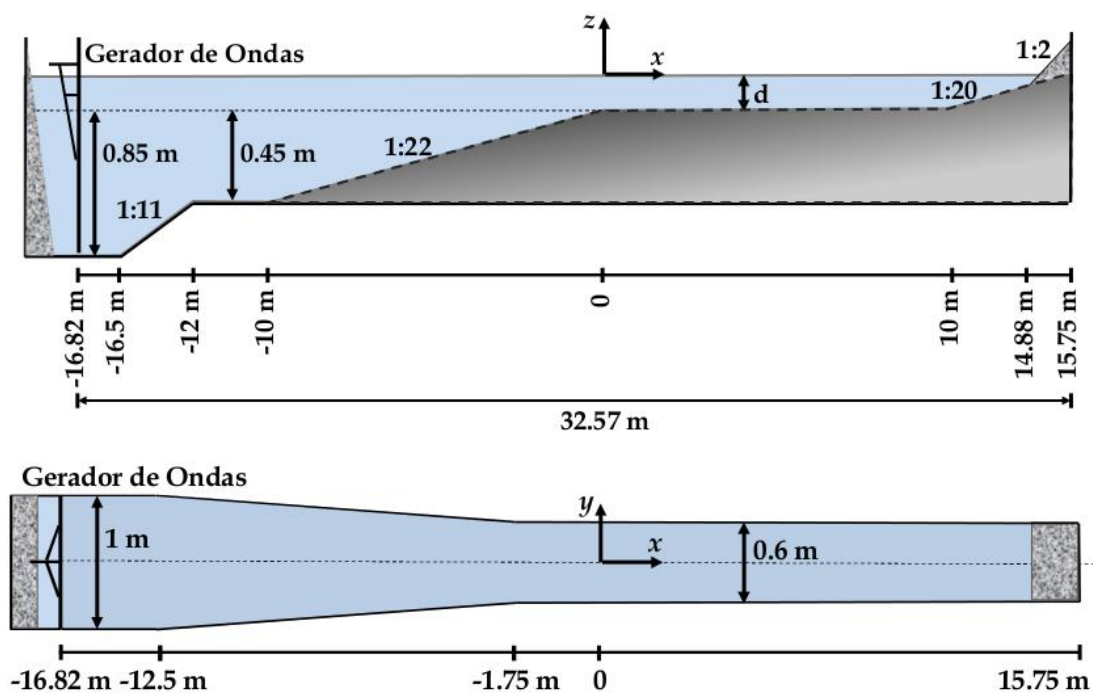


Figura 4.2: Plano longitudinal (cima) e planta (baixo) do canal de ondas do modelo experimental. Adaptado de Conde et al. (2012).

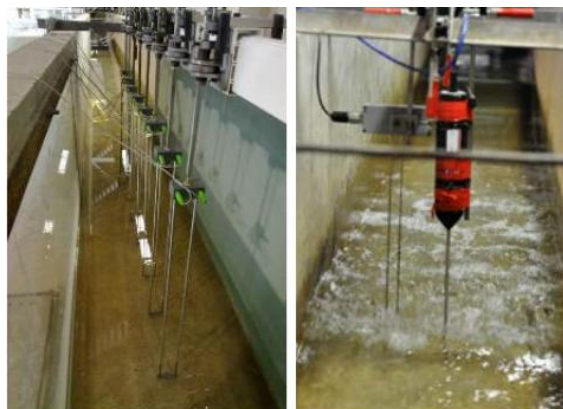


Figura 4.3: Estrutura móvel de 8 sondas de nível (esquerda) e sonda ADV e de nível (direita). Adaptado de Conde et al. (2012).

Tabela 4.1: Ondas regulares sem rebentação

	T(s)			
H(m)	1.1	1.5	2.0	2.5
0.08				
0.10		x	-	-

anteriores e c) ondas irregulares. Para as condições selecionadas foram ainda utilizadas duas profundidades d diferentes, relativamente à zona horizontal de menor profundidade do canal (figura 4.2). As profundidades consideradas foram $d = 0.1$ e 0.3 m, por forma a obter condições com e sem rebentação, respetivamente. A tabela 4.1 apresenta as combinações de altura e período de onda utilizados nos ensaios para as duas profundidades, a sombreado as condições em que não ocorre rebentação.

O conjunto de ensaios experimentais foi dividido em três fases:

I) Medições da elevação da superfície livre ao longo do canal com uma estrutura de 8 sondas móvel com cada sonda espaçada de 0.2 m (figura 4.3). Esta estrutura foi colocada em diferentes localizações ao longo do canal, e assim foram retiradas medições a cada 0.1 m entre $x = -10$ m e $x = 10$ m. Foi também colocada uma sonda referência na rampa de declive 1:22 (em $x = -10.8$ m, considerando a origem do referencial como a representada na figura 4.2) por forma a verificar a altura de onda gerada.

II) A segunda fase consistiu na medição das componentes da velocidade das partículas no centro da coluna de água, através de um velocímetro acústico Doppler (ADV, *Acoustic Doppler Velocimeter*) em secções definidas ao longo do canal ($x = -10, -5, -2, 1$ e 5 m).

III) Nesta fase foi feita a medição de perfis verticais das componentes de velocidade das partículas em posições selecionadas ao longo do canal, usando o mesmo ADV em secções definidas ao longo do canal ($x = -10, -5, -2, 1$ e 5 m).

O ADV utilizado nas fases II e III fornece as três componentes ortogonais da velocidade instantânea das partículas em suspensão na coluna de água numa posição de análise (volume de medição). A frequência de aquisição para todas as medições, sondas de nível e ADV foi de 25 Hz. Cada ensaio experimental teve a duração total de 490 s, da qual a duração útil foram 240 s (Conde et al., 2012).

4.2 Modelo Numérico

4.2.1 Estudo de Convergência e de Independência da Solução com a Malha e o Passo de Tempo

A criação da geometria do domínio computacional e o desenvolvimento da malha utilizada para os cálculos, são as principais tarefas iniciais na realização de um estudo CFD e têm elevado grau de influência no sucesso ou insucesso dos resultados de uma simulação.

Para garantir a qualidade do estudo é importante por vezes elaborar um estudo prévio de convergência e de independência da solução com a malha. A qualidade do estudo depende não só da precisão dos resultados, mas também da capacidade de os obter em tempo útil. A criação da malha é portanto um processo de escolha, em que se deve ponderar entre nível de refinamento, tempo de simulação e/ou recursos computacionais disponíveis. Em suma, uma malha demasiado grosseira não captura todos os fenómenos presentes no escoamento e uma malha demasiado refinada levará a uma solução com um pouco mais de precisão que a requerida, no entanto com um custo elevado em tempo e poder computacional (Versteeg e Malalasekera, 2007). Cabe ao utilizador, dependendo da sua experiência, definir o nível de refinamento e optar por refinar mais ou menos certas zonas.

O estudo de independência da solução com o refinamento da malha permitiu comparar vários níveis de refinamento e diferentes tipos de malha, procurando a que melhor se adapta à qualidade de resultados requerida, minimizando o tempo de simulação. Os cálculos do escoamento são independentes da malha a partir do momento em que um maior refinamento deixa ter influência significativa na qualidade de resultados. Nesta secção foi feito um estudo com malhas bidimensionais, por forma a averiguar o número de elementos por altura e comprimento de onda e passo de tempo que permitem obter resultados satisfatórios. O estudo do número de elementos por comprimento de onda e passo de tempo foi realizado numa geometria rectangular, com geometria de fundo constante, por forma a poder comparar o caso de estudo com uma onda teórica. No caso do número de elementos por altura de onda introduziu-se um canal bidimensional em que a geometria do fundo do canal é semelhante à do estudo experimental, onde se pretende avaliar a influência do aumento do número de elementos por altura de onda num canal bidimensional de batimetria variável.

4.2.2 Elementos por comprimento de onda

4.2.2.1 Condições de simulação

As malhas utilizadas neste estudo são compostas por uma geometria retangular que representa um canal bidimensional, com 20 m de comprimento por 1.05 m de altura. A profundidade de água no canal é de 0.75 m e é gerada uma onda regular com 0.08 m de altura de onda e período de 1.1 s, como indicado na tabela 4.2. Para estes parâmetros a teoria de onda a aplicar é uma *Stokes* de segunda ordem, ou *Stokes II*. A figura 4.4 apresenta um esquema ilustrativo da geometria do canal com uma divisão em blocos que esquematiza a criação da malha. Na fronteira definida como *inlet* usou-se um gerador de ondas do tipo estático, que impõe as componentes da altura de superfície livre através da fração de volume de fluido e da velocidade. Comparam-se malhas com diferentes níveis de refinamento por comprimento de onda e são aplicadas expansões do tamanho do elemento na direção vertical, a partir da zona da superfície livre. A aplicação de expansão do tamanho do elemento permite minimizar o número de elementos, refinando a malha

em zonas onde são necessários captar parâmetros do escoamento que se dão a escalas mais reduzidas. Uma vez que não se trata de uma onda não linear, é importante que cada volume de controlo seja capaz de captar as amplitudes das harmónicas da onda incidente e assim representar corretamente a onda. A figura 4.5 apresenta uma das malhas utilizadas neste estudo, com 120 elementos por comprimento e 14 por altura de onda na zona da superfície livre.

A onda gerada é diferente da onda do caso de estudo da secção 4.3, uma vez que a intenção inicial seria reproduzir todos os casos da tabela 4.1, por isso foi então gerada uma onda com os parâmetros do primeiro caso (primeira linha e primeira coluna da tabela 4.1), com período 1.1 s e altura de onda de 0.08 m. Optou-se também por utilizar a profundidade de 0.75 m em vez de 1.15 m ou 0.3 m, uma vez que se trata de uma profundidade intermédia que se dá no canal do caso de estudo (figura 4.2) antes da zona de empolamento e depois da zona de geração. Sendo que aqui o objetivo era poder comparar a onda gerada com uma teoria de ondas, manteve-se a profundidade constante ao longo do canal.

Para o cálculo do comprimento de onda utilizado nos vários testes com diferente número de elementos por comprimento de onda, utilizou-se uma relação aproximada do número de onda na relação da dispersão (eq. 2.12), que permite obter o comprimento de onda L com uma precisão de 0.1% (Sundar, 2016). O comprimento de onda foi calculado desta forma e não de forma iterativa, uma vez que foi utilizada uma rotina python incluída com o pack de instalação do IHFOAM que utiliza esta relação. Esta relação pode ser resolvida diretamente para kd por,

$$kd = (k_0 d) \sqrt{1 + \left[k_0 d \left(1 + \sum_{i=1}^6 d_i (k_0 d)^i \right) \right]^{-1}} \quad (4.1)$$

onde $d_1 = 0.6666666666$, $d_2 = 0.3555555555$, $d_3 = 0.1608465608$, $d_4 = 0.0632098765$, $d_5 = 0.0217540484$, $d_6 = 0.0065407983$, $k_0 = 2\pi/L_0$ e $L_0 = \frac{gT^2}{2\pi}$, em que L_0 é o comprimento de onda em águas profundas ($d/L > 1/2$). Como $k = 2\pi/L$ e sabendo a profundidade d , facilmente se obtém o comprimento de onda sem ter que recorrer a processos iterativos.

Tabela 4.2: Parâmetros da onda incidente no estudo de independência da solução com o número de elementos por comprimento de onda.

<i>Altura de onda, $H(m)$</i>	0.08
<i>Período, $T(s)$</i>	1.1
<i>Profundidade do canal, $d(m)$</i>	0.75
<i>Comprimento de onda, $L(m)$</i>	~ 1.86

As malhas foram criadas através do *utility blockMesh*, do OpenFOAM. A geometria do domínio é decomposta num conjunto de blocos hexaédricos. A geometria do domínio é bidimensional, contudo, como o OpenFOAM resolve todos os problemas em domínio tri-dimensional é utilizada uma fronteira especial, "*empty*", para problemas bidimensionais,

por forma a que não seja requerida solução nesta direção. Assim, a malha é definida com apenas um elemento na direção transversal. No *blockMesh*, a progressão do tamanho do elemento na malha, é feita com base numa relação de expansão, que relaciona o tamanho do primeiro elemento com o tamanho do último, ao longo de uma aresta numa direção. Sendo e a relação de expansão tem-se,

$$e = \frac{l_n}{l_1} \quad (4.2)$$

com n o número de elementos ao longo do bloco nessa direção. Definindo $x = l_{i+1}/l_i$ como a expansão de elemento para elemento, então $dl_n = x^{n-1}l_1$ e assim, o comprimento l da aresta do bloco nessa direção é dado em função do tamanho dos elementos e da expansão por,

$$l = \sum_{i=1}^n l_i = \sum_{i=1}^n e \frac{l_1}{x^{i-1}} \quad (4.3)$$

Para este estudo as malhas criadas seguem a mesma geometria e são decompostas em quatro blocos: I) Um bloco que abrange a superfície livre e 1.2 vezes a altura de onda acima e abaixo desta (de $z = -1.2H$ a $z = 1.2H$, sendo $z = 0$ a superfície livre em repouso) para captar corretamente todos os fenómenos na interface entre fluidos. Não existe expansão, sendo o tamanho de elementos constante de 14 elementos por altura de onda; II) No bloco acima do anterior encontra-se uma zona que representa a atmosfera fazendo fronteira com o topo do domínio ($z=0.3$) com uma relação de expansão em direção ao topo de $e \approx 3$, os elementos na fronteira entre este bloco e o anterior têm o mesmo tamanho, como em todas as fronteiras entre blocos; III) Em baixo do bloco que abrange a superfície livre existe outro bloco que se expande até $z = -0.3$ m, com uma relação de expansão também de $e \approx 3$; IV) Por fim, um último bloco que se expande do fundo ($z = -0.75$ m) até ao bloco anterior ($z = -0.3$ m), diminuindo o tamanho do elemento com uma relação de expansão de $e \approx 2.5$. O esquema da figura 4.4 representa os blocos utilizados na criação da malha. No esquema encontram-se ainda representadas as sondas de superfície livre numéricas utilizadas para obter os resultados da tabela 4.7. Aqui n representa o número de elementos na direção vertical em cada bloco com a expansão e do elemento, as setas representam a direção de expansão. A figura 4.5 apresenta uma das malhas utilizadas no estudo, com 120 elementos por comprimento de onda.

O estudo compara malhas com 40, 60, 80, 100 e 120 elementos por comprimento de onda e ainda uma malha com zona de relaxação também com 120 elementos por comprimento de onda, mantendo o número de elementos por altura de onda e as progressões definidas. Foram simulados 200s com um passo de tempo de 0.001s e com uma frequência de aquisição de dados para todas as medições de, aproximadamente, 333 Hz. Os tempos de execução de simulação respetivos foram aproximadamente de 3 horas e 38 minutos, 4 horas e 55 minutos, 6 horas e 42 minutos, 8 horas, 9 horas e 53 minutos e 12 horas e 52 minutos, em 12 *cores* de processamento num processador Intel® Core™ i7-5820K @ 3.3 GHz × 12 com 32GB RAM. Estes dados são apresentados na tabela 4.3.

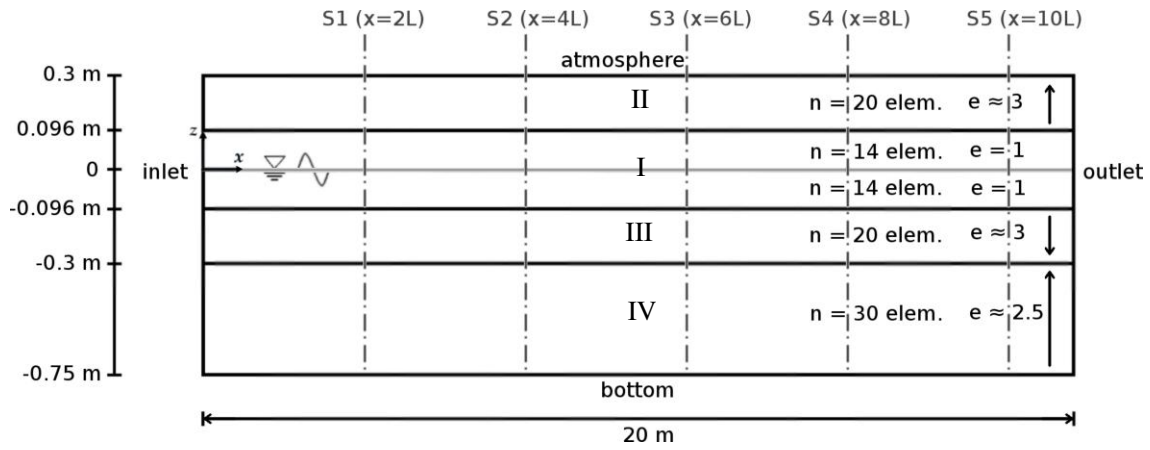


Figura 4.4: Esquema do canal utilizado no estudo de independência da solução com o número de elementos por comprimento de onda.

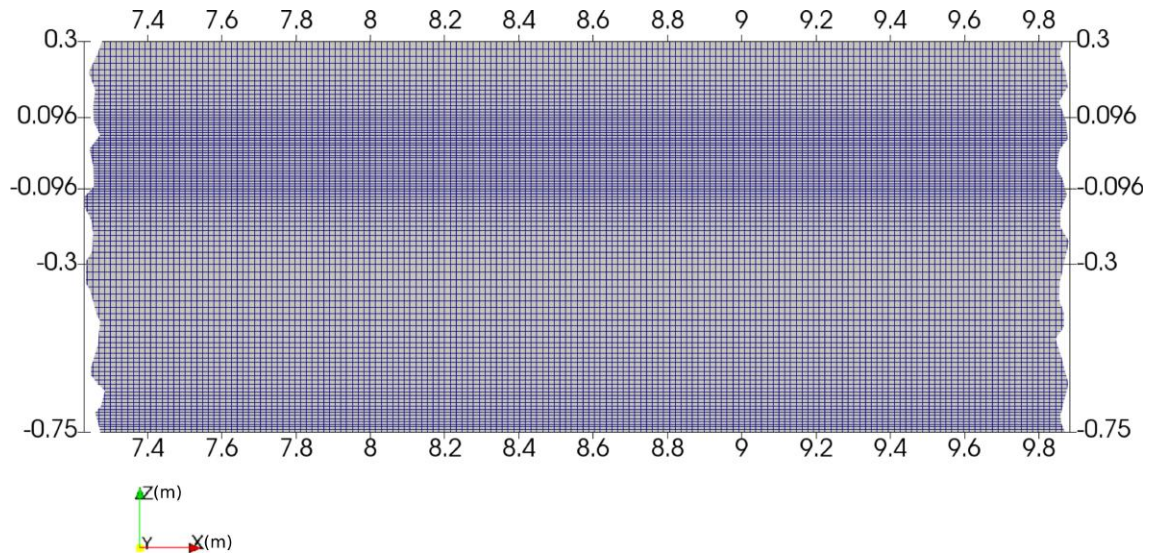


Figura 4.5: Malha utilizada para o estudo de independência da solução com o número de elementos por comprimento de onda.

Tabela 4.3: Condições de simulação para o estudo de independência da solução com o número de elementos por comprimento de onda.

Tempo de simulação = 200 s Passo de tempo = 0.001 s Frequência de aquisição de dados = 333 Hz N° de elementos por altura de onda = 14		
N° de elementos por comprimento de onda	N° de VC	Tempo de duração da simulação
40	42042	3 horas e 38 minutos
60	63112	4 horas e 55 minutos
80	84182	6 horas e 42 minutos
100	105252	8 horas
120	126322	9 horas e 53 minutos
Malha com zona de Relaxação	129752	12 horas e 52 minutos

São também comparadas simulações com os passos de tempo de 0.0085s, 0.005s, 0.0025s e 0.001s para a malha com 120 elementos por comprimento de onda. São realizados 200s de simulação com as durações de execução respectivas aproximadas de 1 hora e 50 minutos, 2 horas e 20 minutos, 4 horas e 8 minutos e 9 horas e 53 minutos, sendo a última a mesma simulação dos 120 elementos por comprimento de onda já referida. A taxa de aquisição de dados é de 333 Hz. Estas simulações foram igualmente realizadas em 12 *cores* de processamento num processador Intel® Core™ i7-5820K @ 3.3 GHz × 12 com 32GB RAM. Estes dados encontram-se representados na tabela 4.4.

Tabela 4.4: Condições de simulação para o estudo de independência da solução com o passo de tempo.

Tempo de simulação = 200 s Frequência de aquisição de dados = 333 Hz N° de elementos por altura de onda = 14 N° de elementos por comprimento de onda = 120		
Passo de tempo (s)	N° de VC	Tempo de duração da simulação
0.0085	126322	1 hora e 50 minutos
0.005	126322	2 horas e 20 minutos
0.0025	126322	4 horas e 8 minutos
0.001	126322	9 horas e 53 minutos

4.2.2.2 Comparação de resultados

A condição de Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) é necessária para garantir a convergência da solução numérica. Esta deve garantir que o passo de tempo é menor que um certo valor para que a simulação não produza resultados incorretos. No caso de uma onda que se move numa malha de discretização e se quer reproduzir a amplitude, em passos de tempo discretos de igual duração, essa duração deve ser menor que o tempo que a onda demora a viajar para pontos de malha adjacentes. Assim, se o tamanho do elemento é

reduzido, o limite máximo do passo de tempo também diminui. Essencialmente o domínio numérico, dependente de qualquer ponto no espaço e no tempo, deve incluir uma análise de dependência por forma a assegurar que os esquemas numéricos conseguem processar a informação requerida à solução. O número de Courant (Co) que permite avaliar esta condição deve ser menor que 1 e é dado por:

$$Co = \frac{u_i \delta t}{c_i} \quad (4.4)$$

onde u_i representa cada uma das componentes da velocidade no centro do elemento de malha, c_i as dimensões do elemento e δt o passo de tempo. Nesta dissertação procurou-se um valor do número de Courant inferior a 0.3 como utilizado por Higuera (2015).

Nas simulações realizadas para o estudo do número de elementos por comprimento de onda os valores do número de Courant máximo e médio da malha seguem a tendência da figura 4.6, onde se representa o número de Courant com o passo de tempo de 0.001 s e 120 elementos por comprimento de onda. O número de Courant médio (a verde no gráfico da figura) e máximo (a vermelho no gráfico da figura) aumentam ambos inicialmente, com o máximo apresentando alguns picos mais acentuados, estabilizando a partir de certo instante de tempo. Para todas as simulações do estudo do número de elementos por comprimento de onda, os valores máximo e médio do número de Courant encontram-se estáveis a partir, aproximadamente, do instante $t = 80$ s.

Para o intervalo de tempo em que o valor do número de Courant máximo e médio se encontram estáveis ($t > 80$ s), é calculada a média temporal do valor máximo do número de Courant da malha, a média temporal do valor de Courant médio da malha e o valor máximo, neste intervalo de tempo, do valor de Courant máximo da malha. Estes valores são apresentados na tabela 4.5 para as diferentes malhas do estudo do número de elementos por comprimento de onda. Constata-se que os valores do número de Courant não invalidam a convergência do estudo para as várias malhas, uma vez que apresentam valores claramente inferiores a 0.3. Confirma-se, no entanto, a dependência do número de Courant com o tamanho do elemento que faz com que este aumente à medida que se refina a malha, o que é verificado pelos três valores apresentados na tabela. Se o número de elementos fosse tal que o número de Courant tomasse valores não aceitáveis ou aconselhados, seria necessário diminuir o passo de tempo, o que teria custos acrescidos no esforço computacional.

Como se trata de um canal com profundidade uniforme, não havendo transformação da onda devido à inclinação do fundo, a onda numérica é comparada com a onda reproduzida pelo perfil de elevação da superfície livre da teoria de *Stokes II*, dado pela equação 2.16 e substituindo os parâmetros da tabela 4.2. São comparadas as amplitudes das harmónicas da onda numérica com as amplitudes da onda de *Stokes*. As amplitudes de cada harmónica da onda são obtidas utilizando uma transformada rápida de Fourier FFT (*Fast Fourier Transform*). O algoritmo FFT foi realizado em Python, através de uma função incluída no pacote de ferramentas científicas do NumPy, módulo incluído nos

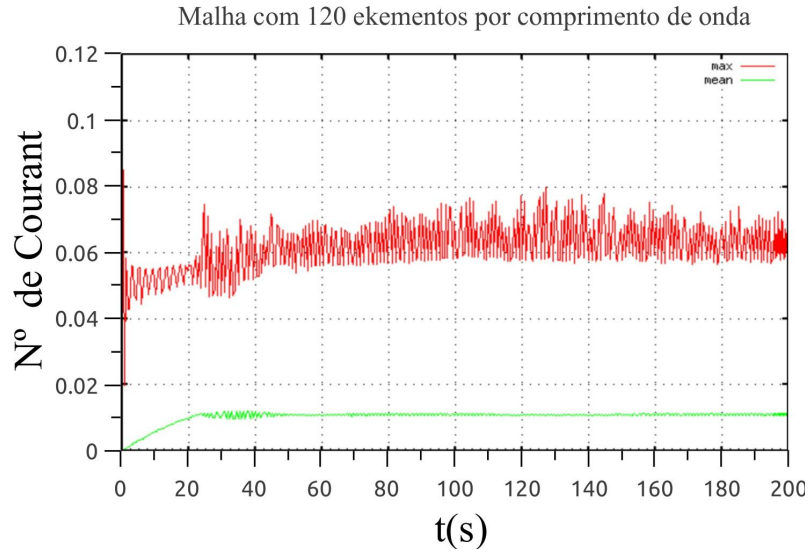


Figura 4.6: Evolução temporal do número de Courant máximo (a vermelho) e médio (a verde) para a malha com 120 elementos por comprimento de onda.

Tabela 4.5: Valor médio temporal do número de Courant máximo da malha, máximo temporal do número de Courant máximo da malha e média temporal do número de Courant médio da malha para os casos com diferente número de elementos por comprimento de onda e para o intervalo de tempo $80 \text{ s} < t \leq 200 \text{ s}$.

Número de elementos por altura de onda	\overline{Co}_{max}	Co_{max}^{max}	$\overline{\overline{Co}}$
40	0.040293	0.044813	0.007382
60	0.047409	0.052001	0.008618
80	0.052578	0.058972	0.009479
100	0.057609	0.066625	0.010247
120	0.063387	0.079952	0.010982

pacotes da linguagem de programação Python. O algoritmo é feito para os últimos 40 períodos de simulação com uma frequência de amostragem do sinal introduzido na FFT de 333 Hz, ou seja, aproximadamente 337 pontos por período de onda ($T = 1.1 \text{ s}$).

Foram ainda gerados 40 períodos de um sinal aplicando a teoria de Stokes de segunda ordem (2.16), com uma frequência de amostragem igualmente de 333 Hz. Sobre este sinal foi aplicado o mesmo algoritmo FFT utilizado no sinal da onda numérica, com o objetivo de avaliar a qualidade dos resultados apresentados pelo algoritmo. Pela teoria das ondas tem-se que a amplitude da primeira harmónica é dada por $H/2 = 0.4 \text{ m}$ e a segunda por $k \frac{H^2}{4} \frac{3-\sigma^2}{4\sigma^3} = 0.002836 \text{ m}$. A aplicação da FFT faz aparecer os valores das amplitudes apresentados na tabela 4.6. Nota-se que os valores das amplitudes das harmónicas aplicando a FFT ao sinal teórico dão valores muito próximos dos teóricos, quase não havendo diferenças, apenas nas milésimas de milímetro, o que demonstra a qualidade do algoritmo FFT utilizado.

Tabela 4.6: Amplitudes das harmónicas de uma onda de Stokes de segunda ordem com os mesmos parâmetros da onda numérica gerada e valores obtidos através do mesmo algoritmo FFT utilizado no sinal da onda numérica.

$f \cdot T$	Amplitudes das harmónicas de uma onda de Stokes II (m)	Algoritmo FFT aplicado à onda de Stokes II (m)
0	0	0
1	0.04	0.040002
2	0.002836	0.002835
3	0	0.000001
4	0	0.000001

A tabela 4.7 apresenta as amplitudes das harmónicas para as diferentes malhas, retiradas através dos espectros de amplitude obtidos pelo algoritmo FFT para algumas secções ao longo do canal. Para isso foram colocadas cinco sondas espaçadas de dois em dois comprimentos de onda começando em $x = 2L$ (a dois comprimentos de onda do gerador), sendo a origem do referencial de coordenadas cartesianas correspondente à posição do gerador de ondas ($x = 0$). As posições das sondas encontram-se representadas no esquema da figura 4.4. As sondas numéricas de medição da superfície livre são compostas por linhas que medem o valor de α sendo posteriormente calculado a altura de onda através da aproximação do integral (integral de Riemman) ao longo da linha.

A figura 4.7 apresenta os últimos 20 períodos da onda numérica e respetiva FFT, sobreposta com o sinal da onda teórica e sua FFT. Para a frequência fundamental ($f \cdot T = 1$), observa-se que se obtém valores um pouco superiores aos da teoria de Stokes (aproximadamente de 20% superiores para as malhas mais refinadas) para as sondas mais próximas do gerador e que estes diminuem ao longo do canal, obtendo-se valores mais próximos dos da onda de Stokes da tabela 4.6 na sonda mais afastada do gerador. Esta tendência ocorre para todas as malhas testadas, no entanto na malha com 40 elementos por comprimento de onda a amplitude fundamental na última sonda é muito pequena, quase nula. Nota-se também que quanto mais refinada a malha maior o valor da amplitude para todas as sondas (ver figura 4.8).

Nas harmónicas de segunda ($f \cdot T = 2$) ordem nota-se que os valores das amplitudes oscilam ao longo do canal mantendo-se próximas do valor da amplitude de segunda ordem da onda de Stokes da tabela 4.6. Nas malhas com 40 e 60 elementos por comprimento de onda os valores das amplitudes da segunda harmónica são quase sempre inferiores aos da amplitude da onda de Stokes e diminuem um pouco ao longo do canal. Nota-se também que a partir da malha de 80 elementos por comprimento de onda a oscilação dos valores da segunda harmónica ao longo do canal é mais visível e que para as malhas mais refinadas com 100 e 120 elementos os valores das amplitudes oscilam de forma muito semelhante para as sondas ao longo do canal (ver figura 4.8). A média das amplitudes de segunda ordem para estas malhas é de 0.0027346 e 0.0027412 m, valores próximos da onda da tabela 4.6.

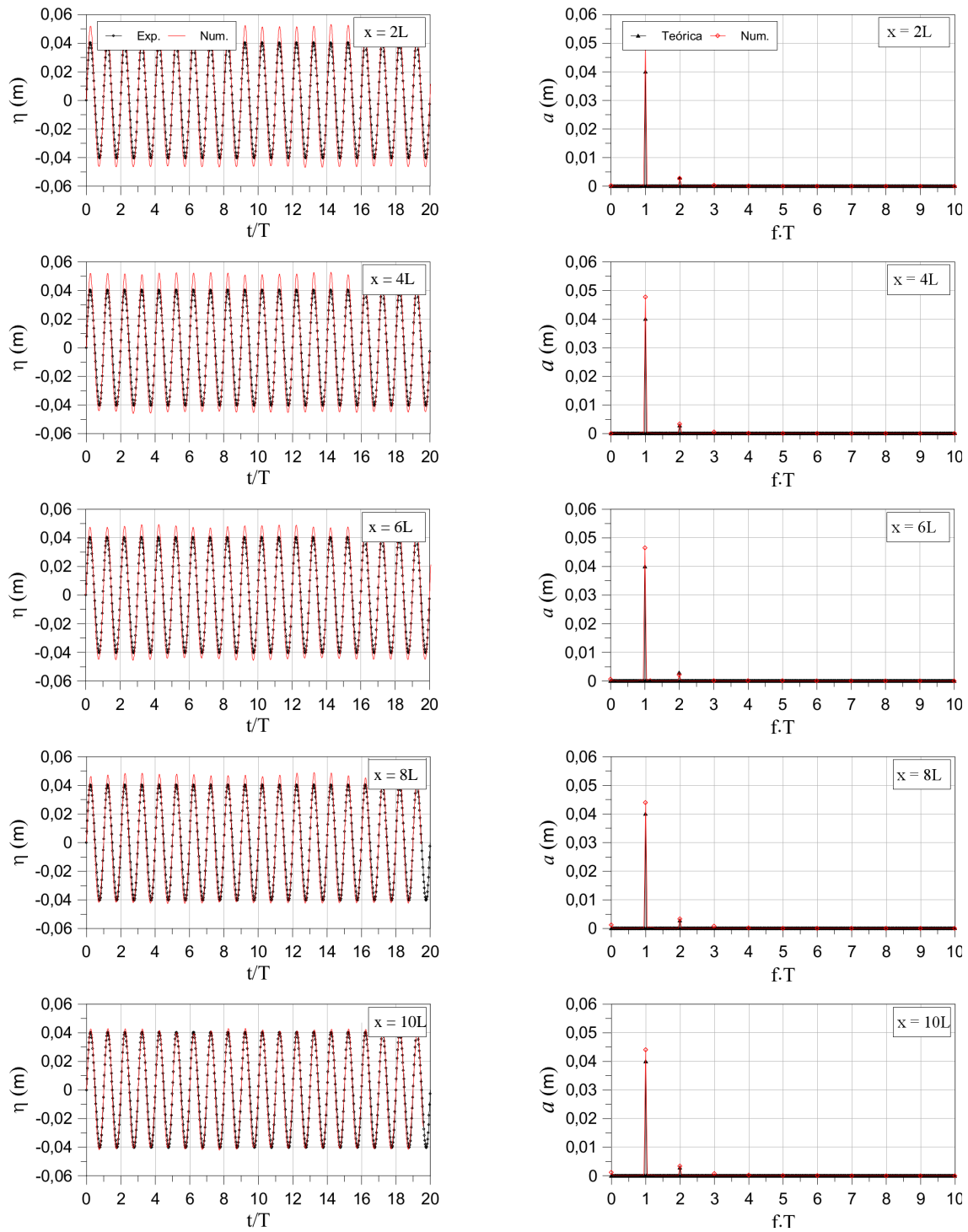


Figura 4.7: Últimos 20 períodos do sinal da onda e respetiva transformada rápida de Fourier, para a malha com 120 elementos por comprimento de onda.

CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

Tabela 4.7: Amplitudes das harmônicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal retiradas através de um algoritmo FFT.

$f \cdot T$	Nº de elementos por comprimento de onda	x(m)				
		2L	4L	6L	8L	10L
0	40	0.000619	0.000627	0.00058	0.000843	0.001078
	60	0.000076	0.00022	0.000551	0.001046	0.00156
	80	0.000054	0.000205	0.000513	0.001156	0.001633
	100	0.000131	0.000154	0.000527	0.001114	0.001977
	120	0.000238	0.000069	0.00055	0.001162	0.001937
1	40	0.041337	0.039708	0.03832	0.036357	0.000206
	60	0.045717	0.044728	0.043342	0.04112	0.038223
	80	0.047372	0.04632	0.04508	0.042791	0.040185
	100	0.0482	0.047239	0.046084	0.043766	0.041077
	120	0.048802	0.04771	0.046485	0.044001	0.041533
2	40	0.00251	0.002336	0.002135	0.001924	0.002079
	60	0.002756	0.002837	0.002484	0.002406	0.002519
	80	0.002568	0.00315	0.002519	0.0027	0.002613
	100	0.00282	0.003365	0.002137	0.00325	0.002142
	120	0.002779	0.003344	0.00215	0.003339	0.002094
3	40	0.00023	0.000203	0.00018	0.000181	0.000248
	60	0.000253	0.000313	0.000238	0.000302	0.000316
	80	0.000201	0.000407	0.000227	0.00038	0.00030
	100	0.00034	0.000524	0.000049	0.00062	0.000141
	120	0.00037	0.000543	0.000055	0.000744	0.000259
4	40	0.000027	0.000017	0.00002	0.000024	0.000039
	60	0.0000260	0.000047	0.000035	0.000048	0.000061
	80	0.000019	0.00008	0.00004	0.000068	0.00004
	100	0.000072	0.000131	0.000032	0.000149	0.000035
	120	0.000082	0.000151	0.000072	0.00022	0.000141

As terceiras e quartas harmônicas ($f \cdot T = 3$ e 4) tomam valores bastante pequenos, na ordem do milímetro, valores muito inferiores ao tamanho do elemento de malha, que podem estar também relacionados com a margem de erro do algoritmo FFT aplicado.

Há ainda uma ligeira subida do nível médio da água que se observa pelos ligeiros picos em $f \cdot T = 0$ (tabela 4.7) que poderão estar relacionados com o cálculo da interface. Estes picos não são um problema crítico pois encontram-se na ordem de grandeza de um quarto de elemento de malha. Os picos de frequência zero representam a média do sinal.

As figuras 4.9 e 4.10 representam a evolução da superfície livre durante a simulação para várias secções ao longo do canal (espaçadas de dois em dois comprimentos de onda, como se apresenta na fig. 4.9) e ao longo do canal para alguns instantes de tempo (de dez em dez períodos, como se apresenta na fig. 4.10). Para obter estes valores foram utilizadas ferramentas diferentes do OpenFOAM, *sampleSet* e *isoSurface*, respetivamente, em que no primeiro se integra o valor da fração de volume de fluido ao longo da direção vertical e no segundo se obtém a isosuperfície para o valor de fração de volume de fluido de

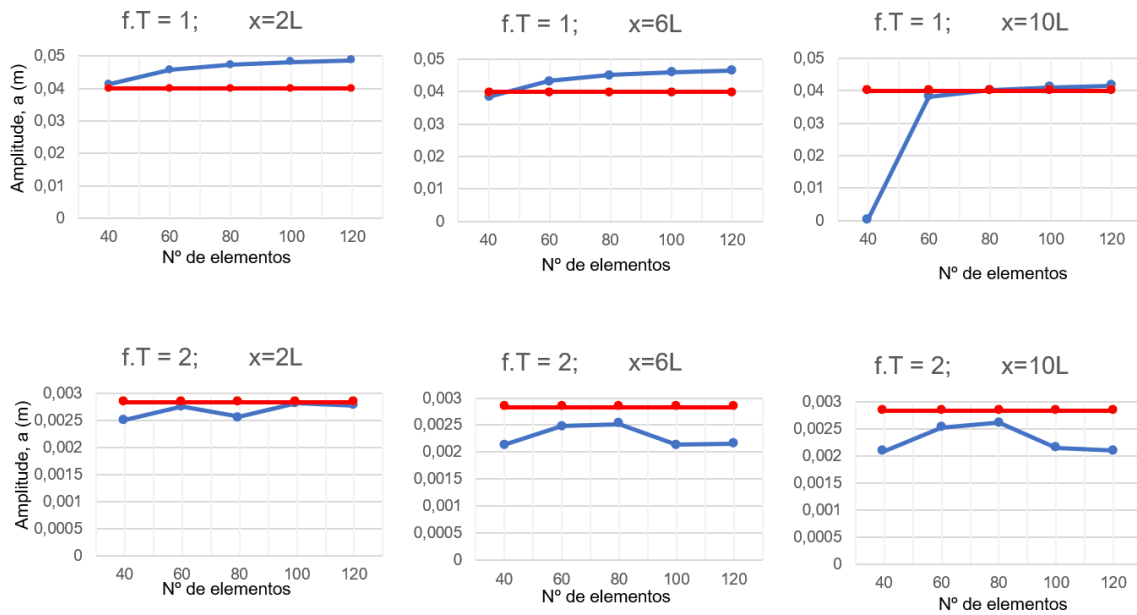


Figura 4.8: Evolução das amplitudes das harmónicas de primeira e segunda ordem com o número de elementos por comprimento de onda, para as secções de medição seleccionadas ao longo do canal. Comparação com os valores das amplitudes da FFT aplicada ao sinal da teoria de Stokes.

0.5, o que pode fazer com que possa haver algumas diferenças para a mesma posição em determinado instante de tempo.

Na figura 4.9 observa-se que a onda, para as várias secções ao longo do canal, toma inicialmente valores de altura mais próximos dos valores da onda gerada com os parâmetros originais. No entanto, sofre um crescimento de aproximadamente 20% em determinado instante, mantendo-se nesse valor até ao fim da simulação e reproduzindo uma ligeira oscilação do seu envelope ao longo do canal. Este salto na altura de onda dá-se para instantes de tempo cada vez mais cedo para as secções cada vez mais a jusante do canal. Observa-se também que as secções mais a jusante apresentam maiores oscilações do envelope e atingem menor altura de onda depois do salto, como se confirma pelas observações da tabela 4.7.

Observa-se, na figura 4.10, que à medida que a onda inicial se vai propagando ao longo do canal, antes da onda estabilizar em determinada amplitude com uma evolução aproximadamente do tipo rampa, esta sofre um pico de amplitude no fim da rampa antes da onda tomar os valores dos parâmetros da onda gerada. Este pico aparece cada vez mais a jusante no canal para instantes de tempo mais tardios. Nota-se que para os últimos instantes representados este pico se mantém junto da zona de absorção e que a altura de onda diminui na zona mais central do canal, situação que se mantém para instantes de tempo superiores.

Poderá, portanto, haver uma propagação de uma perturbação, provavelmente devida a uma reflexão na zona de absorção que faz aumentar a altura de onda, devido a uma

CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

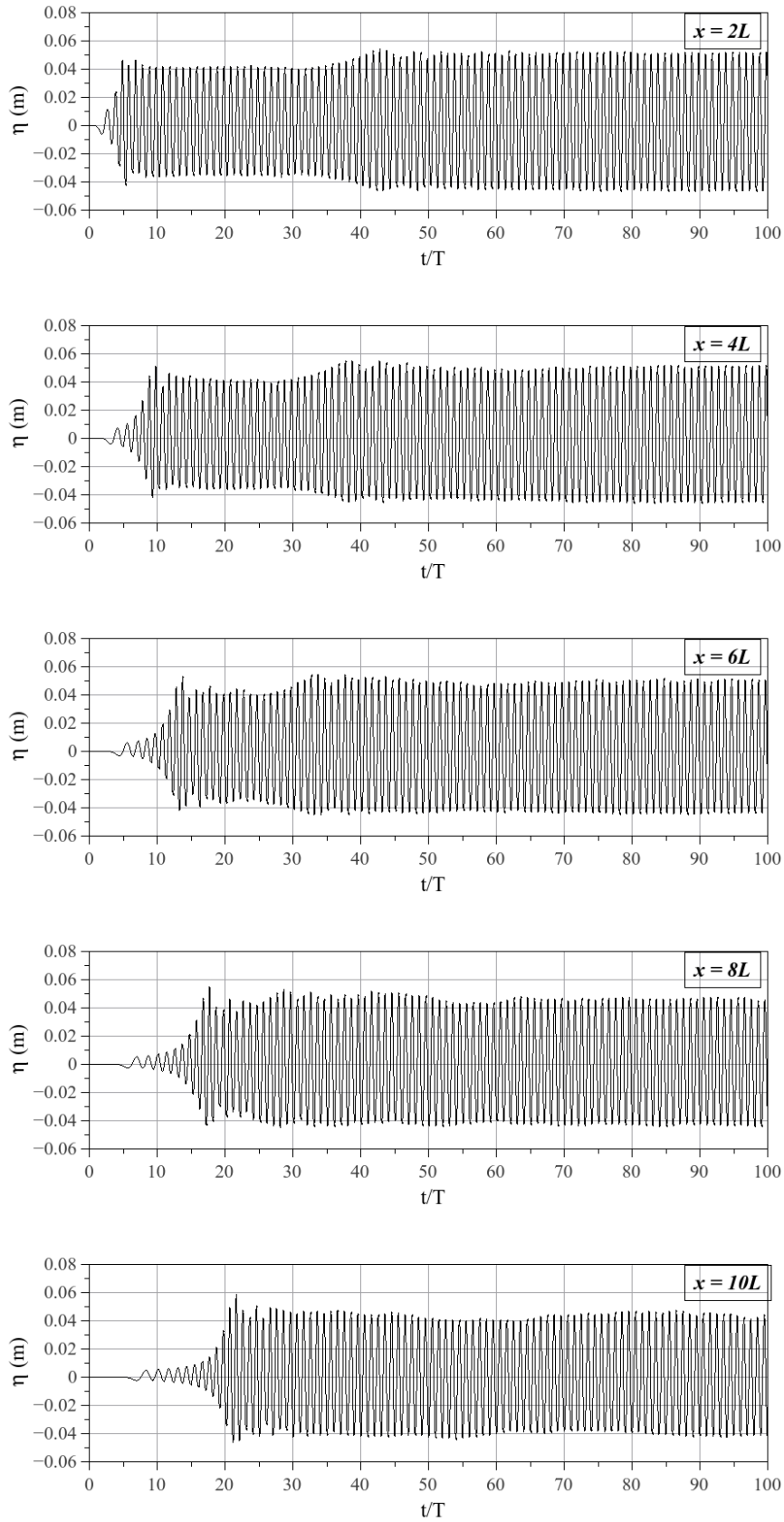


Figura 4.9: Evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo do canal (malha com 120 elementos por comprimento de onda).

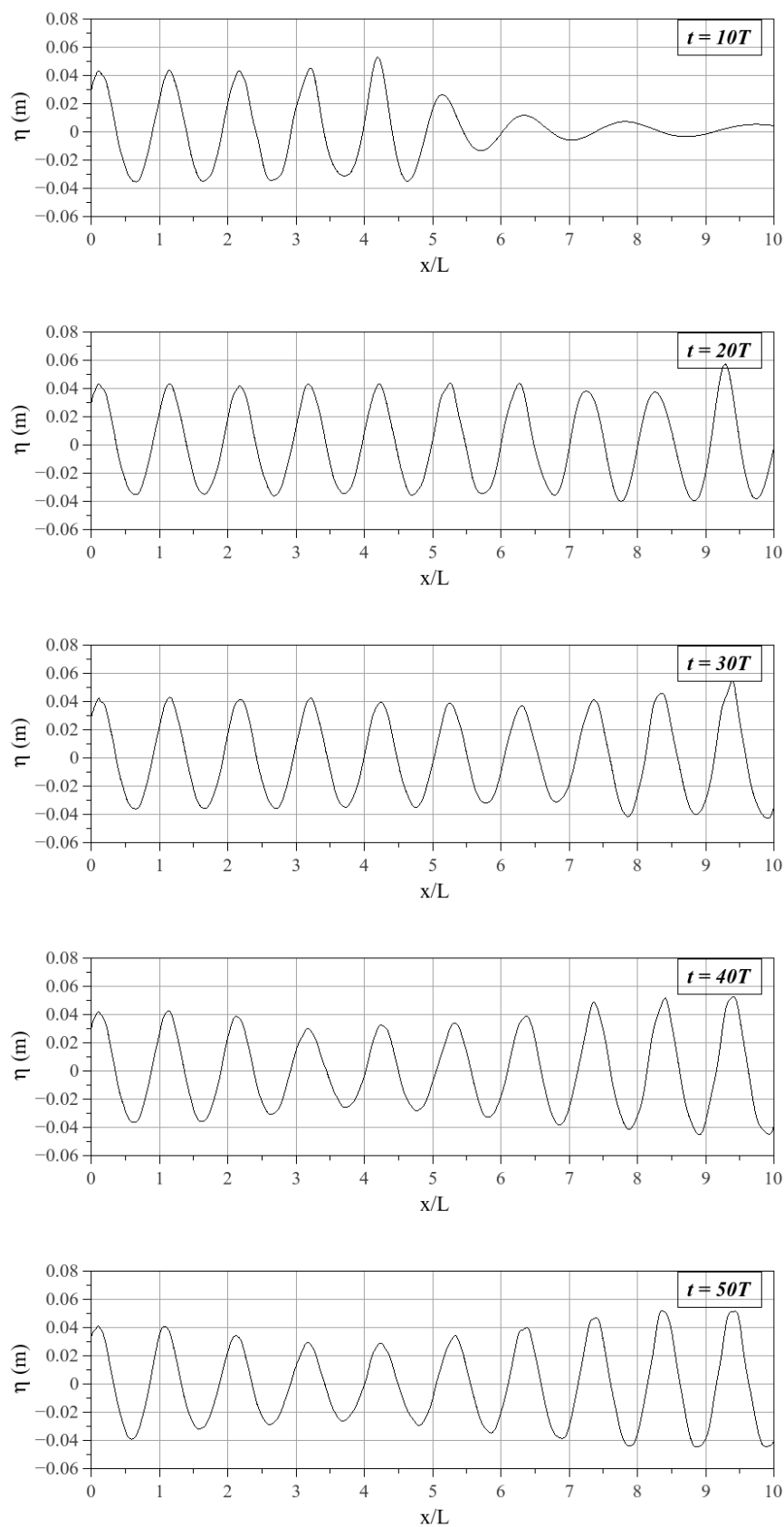


Figura 4.10: Evolução da elevação da superfície livre do canal para alguns instantes de tempo (malha com 120 elementos por comprimento de onda).

não completa absorção. Esta perturbação verifica-se tanto através do salto na altura de onda notado na figura 4.9, como no facto das amplitudes das harmónicas fundamentais para os últimos 40 períodos de simulação (tabela 4.7) obterem valores bastante superiores aos da onda de Stokes de segunda ordem gerada para as malhas mais refinadas. Nota-se ainda da figura 4.9 que esta perturbação se vai dissipando ao longo do canal para secções mais a jusante, o que é confirmado pela diminuição das amplitudes das frequências fundamentais da tabela 4.7. A verificar-se esta afirmação as malhas com 40 e 60 elementos por comprimento de onda não conseguem captar completamente esta perturbação. Para além disso, nas harmónicas de segunda ordem ao longo do canal existe uma oscilação em torno de um valor médio perto do valor da onda da teoria de Stokes gerada. Esta oscilação pode estar relacionada com as oscilações no envelope da onda representada na figura 4.9 e pode representar uma outra reflexão numa outra harmónica. A oscilação do envelope e a propagação da perturbação notadas podem estar portanto relacionadas com fenómenos de reflexão e incompleta absorção. Como sugerido por Jacobsen (2014) e confirmado por Higuera (2014) a condição fronteira de absorção do IHFOAM é baseada em teorias de ondas para águas pouco profundas e a onda simulada encontra-se perto da condição de águas profundas. Assim, segundo Jacobsen (2014), é possível que uma certa quantidade de energia possa ser refletida (ou mesmo criada) na fronteira de absorção ativa quando aplicada a águas profundas. Segundo Higuera (2014) a energia refletida é, em regra geral, inferior a 10 – 15%, valor típico do nível de reflexão de instalações experimentais. Para confirmar este facto poderia ser realizado um estudo de reflexão, e.g. utilizando os métodos de Mansard e Funke (1980) ou Zelt e Skjelbreia (1992).

4.2.3 Caso com zona de relaxação

Para confirmar a influência da fronteira de absorção ativa na perturbação verificada na secção anterior, realizou-se um ensaio numérico com uma malha com zona de relaxação, que permite atenuar os efeitos da onda no fim do canal, impedindo ondas refletidos, ou mesmo geradas na fronteira de saída, de se propagarem pelo canal. Na figura 4.12 apresenta-se uma imagem da malha que permite perceber como é esta zona de relaxação e ter uma ideia do crescimento dos elementos. Assim, tem-se uma malha retangular com 120 elementos por comprimento de onda e 14 por altura, com um crescimento da dimensão vertical do elemento a partir de 1.2 vezes a altura de onda acima e abaixo da superfície livre, até ao topo e fundo, respetivamente. Para além disso foi colocada uma zona de relaxação no fim do canal, com um crescimento da dimensão horizontal do elemento, que serve para a atenuar a onda evitando que esta seja refletida na fronteira de saída. Esta zona de relaxação tem um comprimento total de 3 comprimentos de onda e o crescimento do elemento foi feito de tal forma que o último elemento seja 10 vezes o tamanho do elemento antes da zona de relaxação. O comprimento total do canal é então de 20 m e 3 comprimentos de onda (3L), com o comprimento de onda $L \approx 1.86$ m. Na figura 4.11 encontra-se um esquema representativo do canal. Na fronteira definida como

inlet usou-se um gerador de ondas do tipo estático, que impõe as componentes da altura de superfície livre através da fração de volume de fluido e da velocidade.

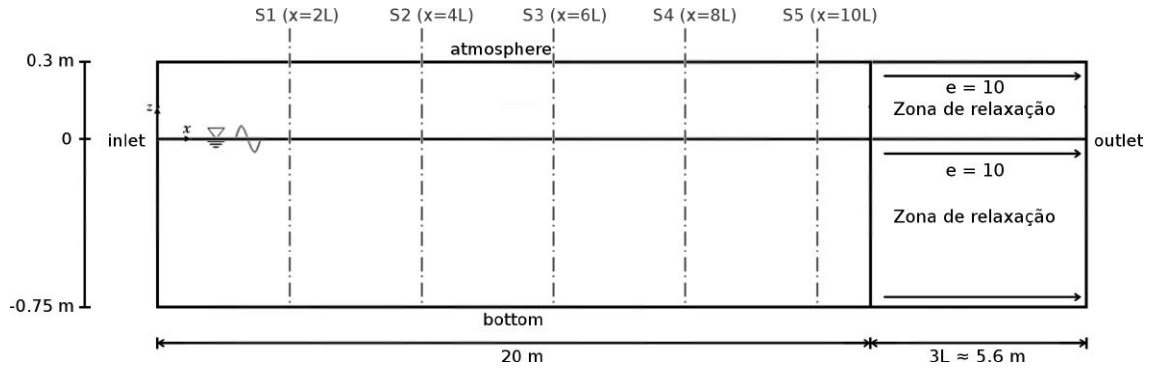


Figura 4.11: Esquema do canal utilizado no estudo com zona de relaxação em vez de fronteira de absorção ativa do IHFOAM.

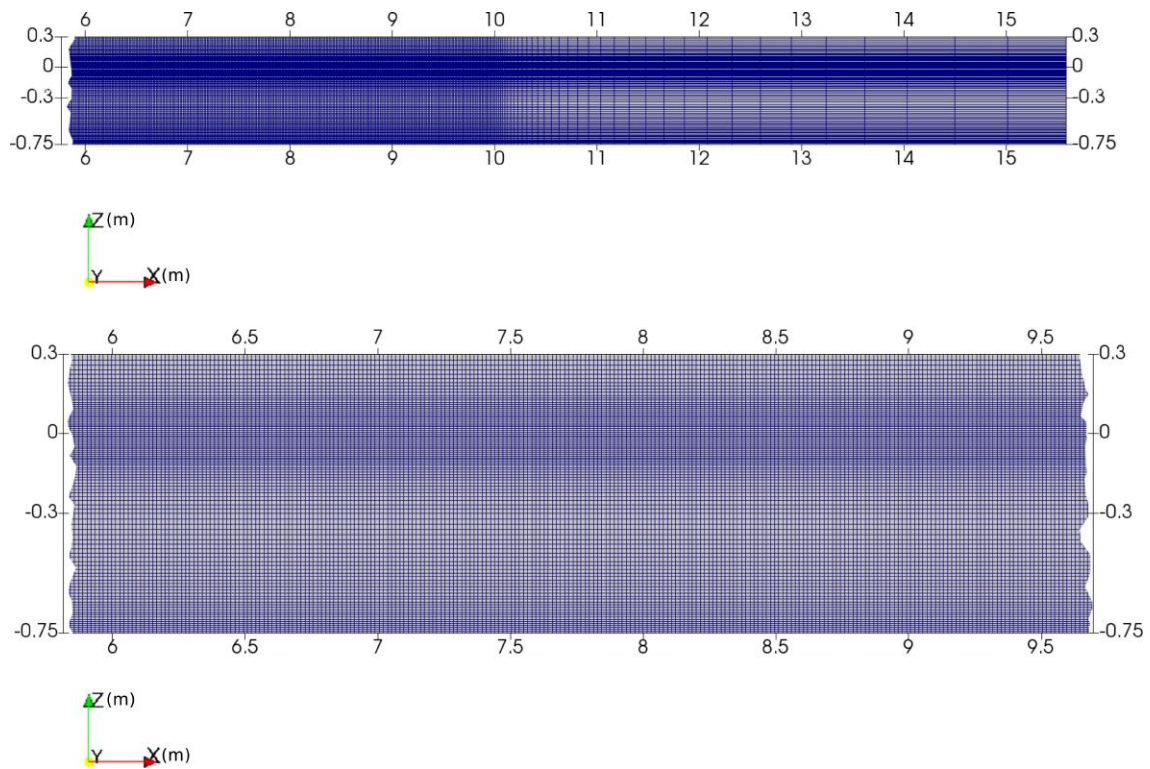


Figura 4.12: Malha utilizada na simulação com zona de relaxação em vez da fronteira de absorção ativa do IHFOAM.

Como se verifica pela tabela 4.8, os valores da amplitude na frequência fundamental ($f \cdot T = 1$) não apresentam um pico tão acentuado nas sondas mais a montante como no caso de estudo com fronteira de absorção ativa. Para além disso estes valores mantêm-se mais estáveis ao longo do canal, não havendo um decréscimo tão grande. Já para os valores

da segunda harmónica ($f \cdot T = 2$) há também uma oscilação dos valores das amplitudes. A média dos valores para as sondas apresentadas das harmónicas de segunda ordem é, para o caso com zona de relaxação, 0.002609 e, para o caso sem zona de relaxação e como referido anteriormente, 0.002741, com um erro relativo à amplitude de segunda ordem da FFT para a onda de Stokes de segunda ordem de aproximadamente $\sim 4\%$ e $\sim 1\%$ respectivamente. Os valores das amplitudes da terceira e quarta harmónicas ($f \cdot T = 3$ e 4) tomam valores consideravelmente próximos de zero, na ordem do milímetro para o caso com zona de relaxação como seria de esperar. Nota-se que neste caso o nível médio da superfície livre, obtido pelos picos na frequência zero ($f \cdot T = 0$), tomam valores próximos da dimensão da altura de um elemento de malha na zona da superfície livre, o que pode indicar uma subida do nível médio. Esta subida do nível médio é um problema típico que se verifica quando se aplica a zona de relaxação (IHFOAM, 2014).

Observa-se também pelos gráficos da figura 4.14 que aqui não é notada a perturbação que aparecia no caso de estudo com a fronteira de absorção ativa, embora se note um pico superior na altura de onda antes de o sinal estabilizar que acontece logo nos primeiros segundos de simulação, mas que não tem influência na zona estável, que se mantém com um envelope aproximadamente constante, com apenas umas ligeiras oscilações. Estas ligeiras oscilações poderão estar relacionadas com a oscilação na harmónica de segunda ordem notada anteriormente.

Tabela 4.8: Amplitudes das harmónicas da onda numérica para um ensaio com e sem zona de relaxação para algumas posições ao longo do canal retiradas através de um algoritmo FFT.

$f \cdot T$	Caso de Estudo	x(m)				
		2L	4L	6L	8L	10L
0	Caso com relax. 120 elem.	0.005734	0.005668	0.005661	0.00553	0.004958
		0.000238	0.000069	0.00055	0.001162	0.001937
1	Caso com relax. 120 elem.	0.0387	0.037854	0.037172	0.037116	0.036601
		0.048802	0.04771	0.046485	0.044001	0.041533
2	Caso com relax. 120 elem.	0.00180	0.002674	0.003519	0.002194	0.002856
		0.002779	0.003344	0.00215	0.003339	0.002094
3	Caso com relax. 120 elem.	0.000283	0.000616	0.000839	0.00036	0.000231
		0.00037	0.000543	0.000055	0.000744	0.000259
4	Caso Relax. 120 elem.	0.000156	0.000251	0.000272	0.000188	0.000111
		0.000082	0.000151	0.000072	0.00022	0.000141

A criação de uma zona de relaxação para atenuar as perturbações devido a reflexões na fronteira de saída é um processo que aumenta substancialmente a malha a utilizar levando a um maior tempo de simulação. No caso de um estudo bidimensional como o aqui representado este pode não ser um ponto crítico, no entanto, numa simulação tridimensional a duração da simulação aumenta substancialmente. Como a energia refletida através da fronteira de absorção ativa do IHFOAM está na ordem das reflexões típicas

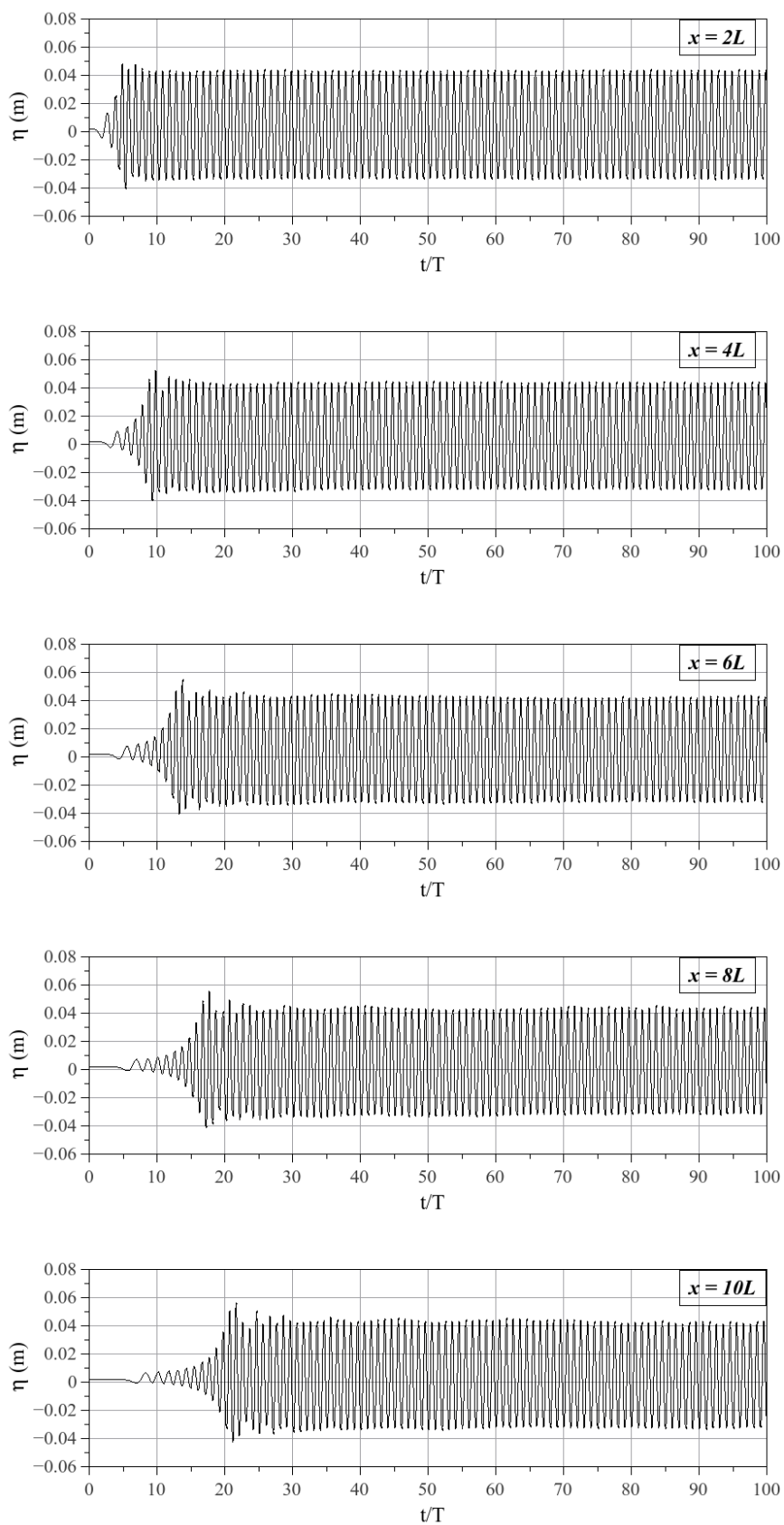


Figura 4.13: Evolução da elevação da superfície livre para diferentes secções ao longo do canal (caso com zona de relaxação).

CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

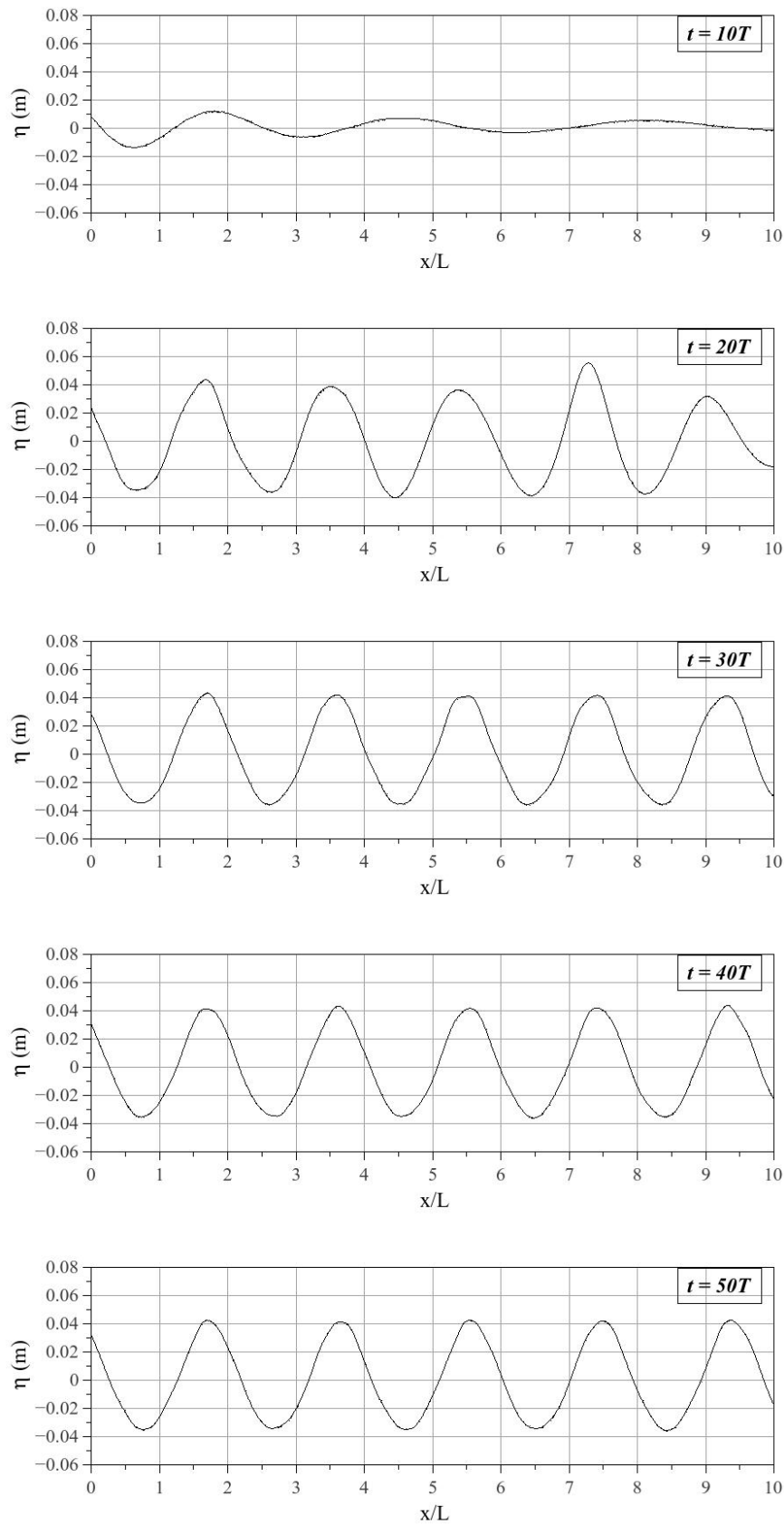


Figura 4.14: Evolução da elevação da superfície livre do canal para alguns instantes de tempo (caso com zona de relaxação).

de instalações experimentais, para casos tridimensionais como o caso de estudo realizado nesta dissertação torna-se interessante reduzir os tempos de simulação e o esforço computacional, por esta razão optou-se por não utilizar a zona de relaxação.

4.2.4 Passo de tempo

A tabela 4.9 apresenta os valores das amplitudes das harmónicas das ondas simuladas para vários passos de tempo, para algumas secções do canal. Tal como para o estudo do número de elementos por comprimento de onda, são comparados os resultados ao longo do canal através de secções espaçadas de dois comprimentos de onda entre $x = 2L$ e $x = 10L$, sendo que $x = 0$ representa a posição do gerador de ondas. Foi utilizada para todos os passos de tempo a malha de 120 elementos por comprimento de onda com fronteira de absorção ativa apresentada nas secções anteriores.

Da tabela 4.9 constata-se que as amplitudes da harmónica fundamental ($f \cdot T = 1$) tomam valores bastante superiores aos valores das amplitudes da onda de Stokes da tabela 4.6 para passos de tempo mais elevados ao longo de todo o canal, exceto para o passo de tempo de 0.0085 s, em que existe uma grande variação dos valores. Na última sonda para o passo de tempo de 0.001 s o valor da amplitude da harmónica já se encontra mais próximo dos valores da teoria de onda aplicada.

Tabela 4.9: Amplitudes das harmónicas da onda numérica para ensaios com vários passos de tempo para algumas secções ao longo do canal.

$f \cdot T$	Passo de tempo (s)	x(m)				
		2L	4L	6L	8L	10L
0	0.0085	0.009901	0.009462	0.007936	0.00555	0.004189
	0.005	0.003443	0.003232	0.002782	0.002449	0.005568
	0.0025	0.001745	0.001813	0.002016	0.002338	0.002988
	0.001	0.000238	0.000069	0.00055	0.001162	0.001937
1	0.0085	0.020758	0.02669	0.03227	0.0417	0.05255
	0.005	0.047263	0.048481	0.04971	0.050059	0.044795
	0.0025	0.0493	0.049161	0.048589	0.047483	0.044133
	0.001	0.048802	0.04771	0.046485	0.044001	0.041533
2	0.0085	0.001256	0.005313	0.00492	0.002294	0.005663
	0.005	0.001982	0.00240	0.002537	0.0021	0.001829
	0.0025	0.00393	0.002208	0.002947	0.003983	0.004842
	0.001	0.002779	0.003344	0.00215	0.003339	0.002094
3	0.0085	0.001246	0.002199	0.002316	0.001179	0.002641
	0.005	0.000101	0.000319	0.000529	0.00031	0.00051
	0.0025	0.000562	0.00019	0.000294	0.00050	0.00105
	0.001	0.00037	0.000543	0.000055	0.000744	0.000259
4	0.0085	0.000258	0.000879	0.000983	0.000526	0.000955
	0.005	0.000075	0.000167	0.000142	0.00022	0.00024
	0.0025	0.000148	0.00005	0.000058	0.000027	0.000332
	0.001	0.000082	0.000151	0.000072	0.00022	0.000141

Na segunda harmónica ($f \cdot T = 2$) nota-se uma oscilação dos valores para todos os casos

CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

que diminui à medida que se diminui o passo de tempo. As terceiras e quarta harmónicas ($f \cdot T = 3$ e 4) como em todos os casos anteriores não são significativas para nenhum dos casos, não aparecendo ondas de ordem superior. Há, no entanto, uma redução do nível médio da superfície livre à medida que se diminui o passo de tempo que é notada pelo pico de frequência zero ($f \cdot T = 0$) apresentado na tabela.

Como referido na secção anterior o número de Courant é um parâmetro importante para garantir a convergência da solução. Na figura 4.15 observa-se que para os passos de tempo 0.0085 e 0.005 s o seu valor máximo, excede bastante o valor desejado, sendo superior a 1 para o passo de tempo de 0.0085 s. Isto significa que para estes passos de tempo existem velocidades que não podem ser captadas pelo conjunto das variáveis espacial e temporal. Para o passo de tempo de 0.0025 s observa-se ainda que o valor máximo do número de Courant excede o valor desejado 0.3 e apenas para o passo de tempo de 0.001 s o passo de tempo é então adequado.

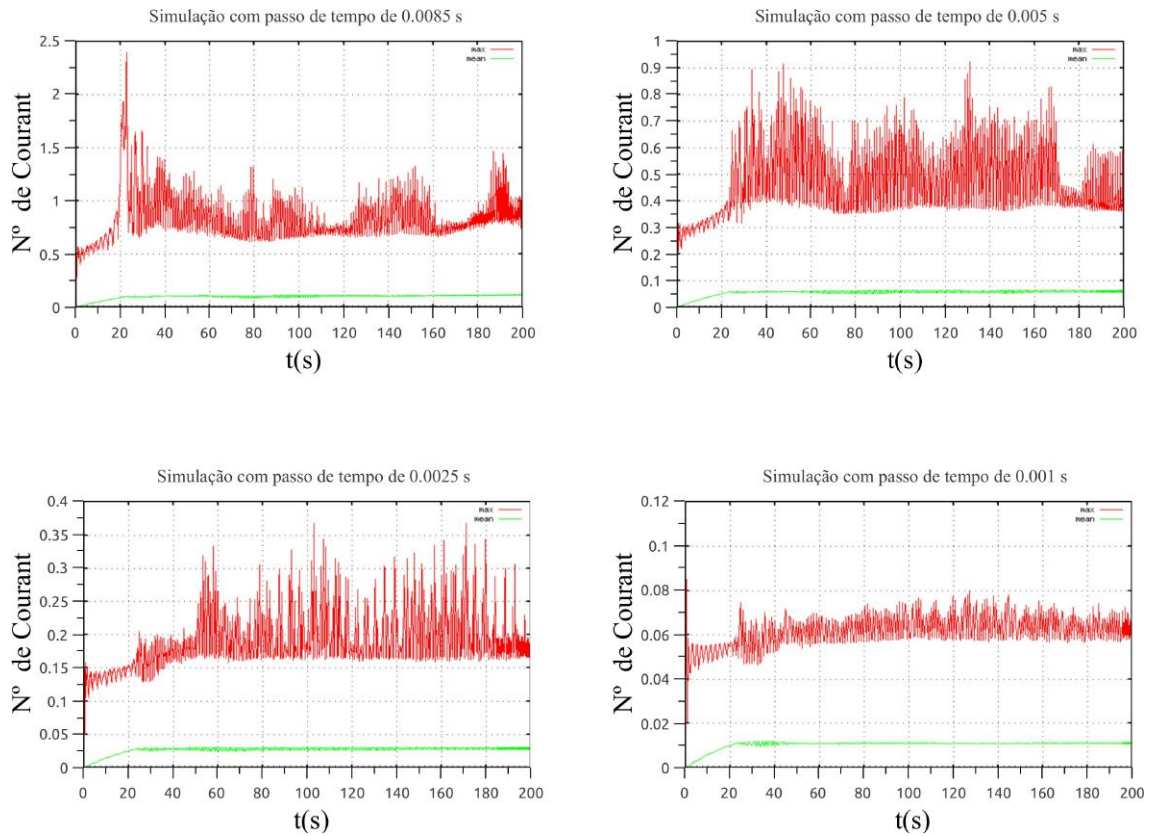


Figura 4.15: Variação do número de Courant máximo (a vermelho) e médio (a verde) consoante o passo de tempo definido para as diferentes simulações.

4.2.5 Elementos por altura de onda

4.2.5.1 Condições de simulação

Para o estudo do número de elementos por altura de onda foi utilizada uma malha com um fundo de batimetria variável com uma geometria de domínio semelhante ao caso experimental apresentado na secção 4.1. Este estudo numérico difere do experimental no facto de se tratar de um domínio bidimensional e de não conter as rampas mais a montante de declives 1 : 20 e 1 : 2. O facto de ser um estudo bidimensional não permite realizar o estreitamento lateral que se observa nas instalações experimentais, o que faz com que os resultados não sejam propriamente comparáveis. O objetivo principal é o de avaliar a influência do aumento do número de elementos por altura de onda na variação nas amplitudes das várias harmónicas que compõem a onda e no número de Courant.

Tem-se, portanto, um canal com 26.82 m de comprimento, constituído por duas rampas e duas zonas de profundidade constante. Na zona de geração da onda, a profundidade do canal é de 1.15 m, seguido de uma rampa de declive 1:11 e mais uma zona de profundidade 0.75 m e uma rampa de declive 1:22. Após a última rampa a profundidade de 0.3 m mantém-se até ao fim do canal. A geometria do domínio é a mesma da figura 4.22 (baixo), podendo-se considerar a mesma origem do referencial de coordenadas cartesianas. Assim, a fronteira de topo do canal encontra-se à altura de $z = 0.3$ m. Na fronteira definida como *inlet* usou-se um gerador de ondas do tipo estático, que impõe as componentes da altura de superfície livre através da fração de volume de fluido e da velocidade. Neste caso foi gerada uma onda de Stokes II com altura de onda $H = 0.1$ m período $T = 1.5$ s, como no caso de estudo.

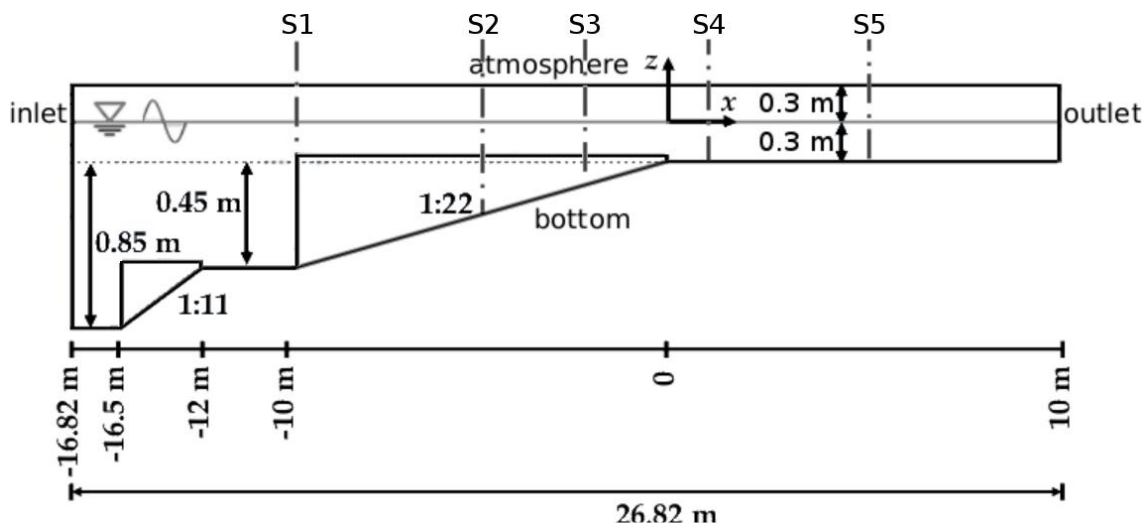


Figura 4.16: Esquema do canal utilizado no estudo de independência da solução com o número de elementos por altura de onda.

CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

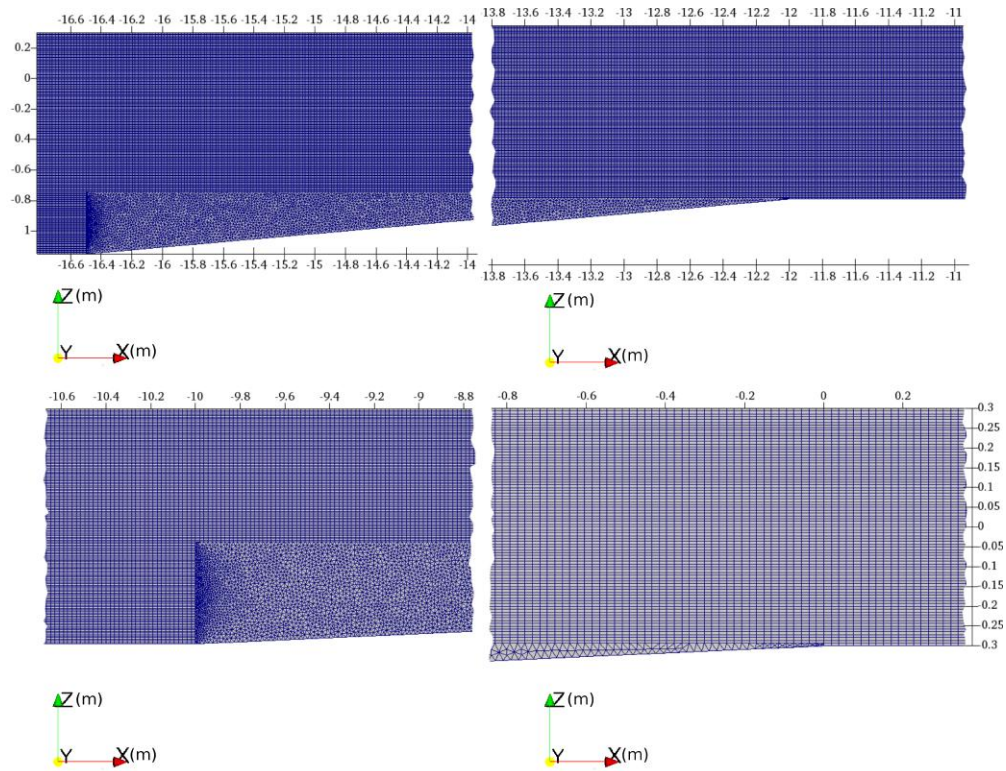


Figura 4.17: Malha utilizada no estudo de independência da solução com o número de elementos por altura de onda sem crescimento do elemento.

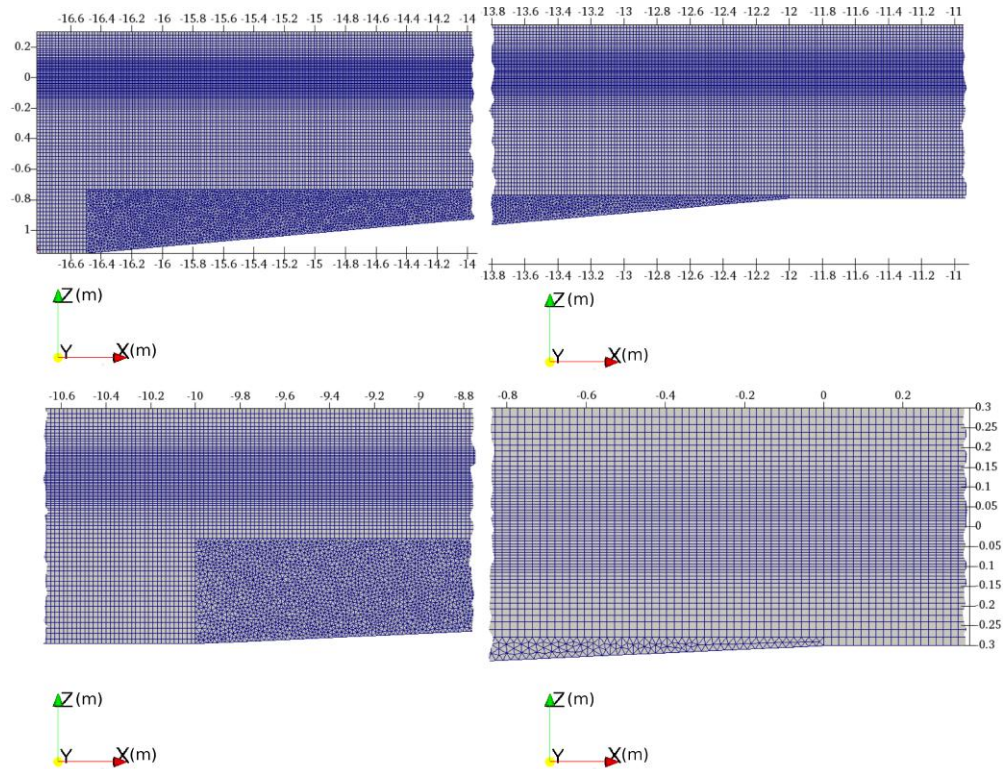


Figura 4.18: Malha utilizada no estudo de independência da solução com o número de elementos por altura de onda com crescimento vertical do elemento.

A malha em estudo foi criada através do *software* Gmsh, que, devido às suas limitações, forçou criação de malhas com elementos triangulares em zonas perto das rampas e quadrangulares nas restantes regiões, uma vez que os seus algoritmos têm dificuldade de criar elementos alinhados com as rampas e adaptados aos elementos horizontais da zona da superfície livre. Para o estudo tridimensional da próxima secção pensou-se utilizar uma malha deste tipo, no entanto, a utilização dos algoritmos do Gmsh para a configuração tridimensional, fazia aparecer elementos com formas estranhas e altamente alongados difíceis de controlar e que poderiam ser prejudiciais aos resultados.

O objetivo deste estudo é então avaliar a influência do refinamento na variação de resultados e na medição das amplitudes das harmónicas que formam a onda. Para isso foram testadas malhas com 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18 e 20 elementos por altura de onda e 120 por comprimento. É ainda utilizada uma malha com 14 elementos por altura de onda uma altura de onda acima e abaixo da superfície livre com crescimento do elemento. O crescimento da dimensão do elemento é realizada por progressões geométricas. As progressões geométricas definem uma razão entre a dimensão de um elemento e o seu vizinho dada por:

$$l_{i+1} = pl_i \quad (4.5)$$

em que l_i representa a dimensão de um qualquer elemento na direção de uma r aresta de malha, l_{i+1} a dimensão do seu vizinho na mesma aresta e p a progressão de elemento para elemento. O comprimento de uma linha contendo um conjunto de elementos ao longo de uma aresta é então dada pela soma das dimensões de todos os elementos ao longo da linha que representa uma série geométrica. Característica da série geométrica é que o resultado da sua soma é, para $p \neq 1$,

$$l = \sum_{i=1}^n l_1 p^{i-1} = \frac{l_1(1-p^n)}{1-p} \quad (4.6)$$

sendo l o comprimento da linha e n o número de elementos ao longo da linha. Assim obtém-se a dimensão do primeiro e do último elemento por:

$$l_1 = \frac{l(1-p)}{1-p_i} \quad (4.7)$$

$$l_n = l_1 p^{n-1} \quad (4.8)$$

Abaixo da zona da superfície livre foram utilizadas as progressões $p = 1.0816$ de $z = -0.1$ a -0.3 m, sem progressão de $z = -0.3$ e -0.45 m e $p = 1.01$ até ao fundo do canal na zona de maior profundidade entre $z = -0.3$ e -0.75 m na direção do fundo. Acima da zona da superfície livre foi utilizada uma progressão $p = 1.0816$ na direção do topo do canal. As figuras 4.17 (sem progressões) e 4.18 (com progressões), apresentam dois tipos de malha utilizados neste estudo. Ambas são compostas por elementos triangulares nas zonas das rampas, como se observa pelas figuras.

CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

A onda gerada nestes testes foi uma onda de Stokes de segunda ordem com 0.1 m de altura e 1.5 s de período. Foram realizados 120 s de simulação com um passo de tempo de 0.001 s. As simulações foram realizadas em 12 *cores* de processamento num processador Intel® Core™ i7-5820K @ 3.3 GHz × 12 com 32GB RAM e tiveram as durações de 5 horas e 20 minutos para a malha com progressões e 3 horas e 34 minutos, 4 horas e 37 minutos, 5 horas e 39 minutos, 7 horas e 16 minutos, 7 horas e 48 minutos, 9 horas e 38 minutos, 11 horas e 6 minutos e 11 horas e 51 minutos para as malhas sem progressões com respetivamente 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18 e 20 elementos por altura de onda. Estes dados encontram-se representados na tabela 4.10.

Tabela 4.10: Condições de simulação para o estudo de independência da solução com o número de elementos por altura de onda.

Tempo de simulação = 120 s Passo de tempo = 0.001 s Frequência de aquisição de dados = 333 Hz Nº de elementos por comprimento de onda = 120		
Nº Elementos por altura de onda	Nº de VC	Tempo de duração da simulação
6	84350	3horas e 34 minutos
8	108814	4horas e 37 minutos
10	129057	5 horas e 39 minutos
12	148040	7 horas e 16 minutos
14	168739	7 horas e 48 minutos
14P	113158	5 horas e 20 minutos
16	189205	9 horas e 38 minutos
18	209921	11 horas e 6 minutos
20	228859	11 horas e 51 minutos

4.2.5.2 Comparação de resultados

A tabela 4.11 apresenta os resultados das amplitudes das harmónicas para algumas posições seleccionadas ao longo do canal para as várias malhas testadas com diferente número de elementos por altura de onda. A malha identificada por 14P representa o caso com crescimento do elemento através de progressão geométrica.

Na frequência fundamental ($f \cdot T = 1$), observa-se que se obtém valores próximos para todas as malhas, no entanto nota-se que os valores estabilizam para malhas mais refinadas, a partir de 14 elementos, não havendo tanta variação do valor da amplitude. Nota-se também que para sondas mais a montante onde a profundidade é maior o valor da amplitude tende a aumentar à medida que se refina mais a malha, enquanto nas sondas mais a jusante onde a profundidade é menor, este valor tende a diminuir quanto mais refinada a malha (figura 4.19).

Para a segunda harmónica ($f \cdot T = 2$) nota-se também, através dos valores das harmónicas, que aproximadamente a partir de 14 elementos por altura de onda os valores são mais estáveis (figura 4.19), tal como nas harmónicas de terceira e quarta ordem ($f \cdot T = 3$

Tabela 4.11: Amplitudes das harmônicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal de várias malhas com diferente número de elementos por comprimento de onda.

$f \cdot T$	Número de elementos por altura de onda	$x(m)$				
		-10	-5	-2	1	5
0	6	0.00861	0.00635	0.005798	0.00592	0.00599
	8	0.00549	0.003225	0.00131	0.00576	0.00243
	10	0.004532	0.00294	0.00155	0.00261	0.000824
	12	0.00397	0.00160	0.000759	0.00127	0.00176
	14	0.00310	0.000725	0.000607	0.00188	0.00120
	14P	0.00310	0.000747	0.00055	0.00194	0.00105
	16	0.00253	0.000178	0.00110	0.000802	0.00148
	18	0.00196	0.000520	0.001846	0.000260	0.00298
	20	0.00145	0.00115	0.002501	0.000129	0.003496
1	6	0.0548	0.0455	0.0447	0.0497	0.0447
	8	0.0537	0.0455	0.0425	0.0531	0.0446
	10	0.0541	0.0469	0.0446	0.0511	0.0425
	12	0.0550	0.0461	0.0446	0.0504	0.0422
	14	0.0551	0.0459	0.0436	0.0518	0.0437
	14P	0.0551	0.0460	0.0437	0.0518	0.0439
	16	0.0556	0.0462	0.0436	0.051436	0.0439
	18	0.0559	0.0459	0.0433	0.0514	0.0420
	20	0.0561	0.0458	0.0429	0.0516	0.0409
2	6	0.00698	0.00865	0.0143	0.0199	0.0246
	8	0.00289	0.00453	0.00494	0.0238	0.0189
	10	0.00363	0.00860	0.0114	0.0180	0.0135
	12	0.00500	0.00636	0.0117	0.0164	0.0132
	14	0.00403	0.00624	0.00990	0.0196	0.0158
	14P	0.00400	0.00622	0.00992	0.0195	0.0162
	16	0.00409	0.00676	0.0107	0.0185	0.0160
	18	0.00422	0.00648	0.0103	0.0182	0.0142
	20	0.00428	0.00645	0.0102	0.0183	0.0140
3	6	0.000651	0.00107	0.00185	0.00611	0.00495
	8	0.000850	0.00195	0.00354	0.00455	0.00703
	10	0.000689	0.000806	0.00199	0.00690	0.00710
	12	0.000484	0.00136	0.00191	0.00730	0.00615
	14	0.000261	0.00111	0.00244	0.00661	0.00483
	14P	0.000260	0.00110	0.00244	0.00667	0.00474
	16	0.000308	0.000982	0.00224	0.00715	0.00445
	18	0.000337	0.000999	0.00235	0.00717	0.00494
	20	0.000370	0.000967	0.00228	0.00715	0.00505
4	6	0.000304	0.000398	0.000245	0.00177	0.00209
	8	0.0000890	0.000312	0.000694	0.00189	0.00264
	10	0.000187	0.000427	0.000636	0.00267	0.00300
	12	0.000173	0.000367	0.000418	0.00298	0.00213
	14	0.000114	0.000229	0.000494	0.00283	0.00204
	14P	0.000114	0.000237	0.000486	0.00289	0.00200
	16	0.0000320	0.000175	0.000589	0.00312	0.00174
	18	0.0000240	0.000180	0.000597	0.00322	0.00175
	20	0.0000190	0.000176	0.000615	0.00322	0.00191

e 4) (figura 4.20). Nota-se que para a malha com crescimento do elemento através de progressões geométricas, representada na tabela como 14P os resultados são muito semelhantes aos da malha com 14 elementos por altura de onda e com tamanho do elemento constante para todas as harmónicas, assim torna-se vantajoso a utilização deste tipo de malha uma vez que reduz bastante o esforço computacional.

À medida que se refina a malha nota-se que o nível médio (definido pelo pico de frequência nula $f \cdot T = 0$) se torna cada vez mais próximo de zero (figura 4.21).

Na tabela 4.12 apresenta-se os valores médio temporal do número de Courant máximo espacial ($\overline{Co_{max}}$), máximo temporal do número de Courant máximo espacial (Co_{max}^{max}) e média temporal do número de Courant médio espacial (\overline{Co}). Estes valores foram calculados a partir do instante de tempo $t = 80s$ onde os valores médio e máximo espacial do número de Courant se encontram estáveis. Observa-se que os valores médio temporal do número de Courant máximo e médio espacial, para todas as malhas, encontram-se dentro do limite do número de Courant utilizado por Higuera (2015) ($Co < 0.3$). O valor máximo temporal do Courant máximo espacial para as malhas com 16, 18 e 20 elementos por comprimento de onda obtém valores do número de Courant acima de 0.3. Por forma a reduzir este valor podia optar-se por reduzir o passo de tempo que é neste caso de 0.001 s o que poderia aumentar consideravelmente o esforço computacional.

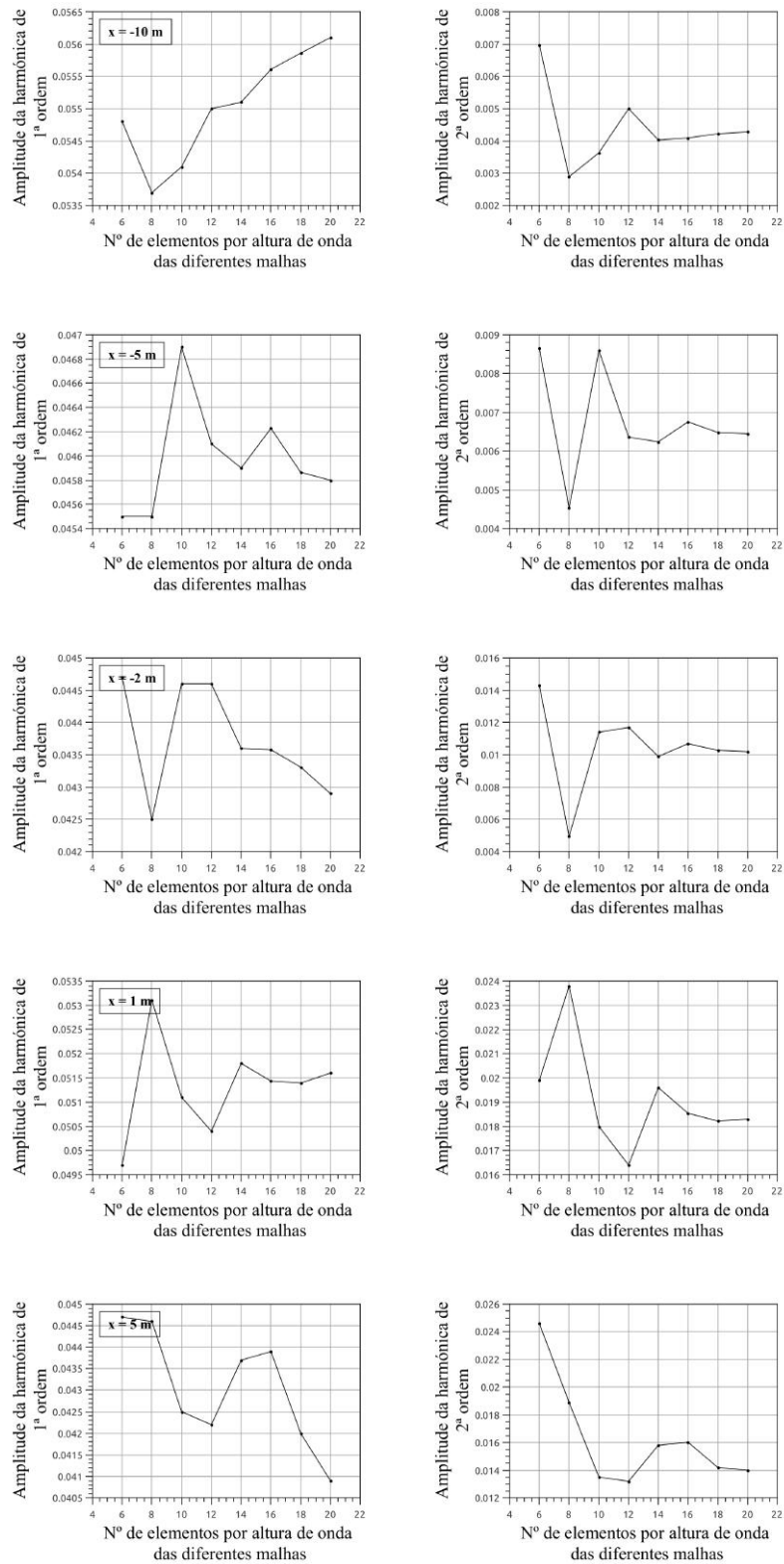


Figura 4.19: Evolução das amplitudes das harmónicas de primeira e segunda ordem com o refinamento da malha para as várias secções de medição definidas ao longo do canal ($f \cdot T = 1$ e $f \cdot T = 2$).

CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

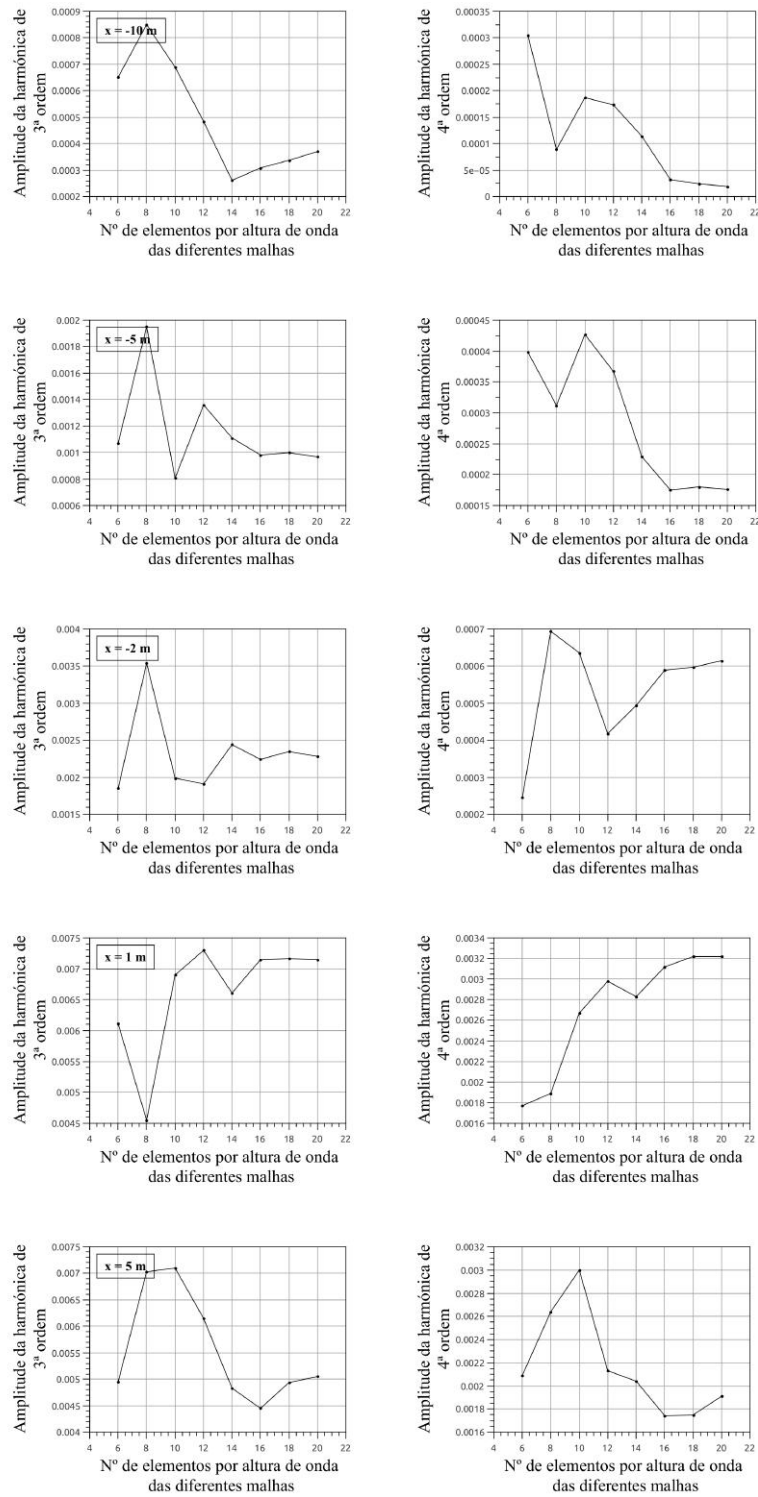


Figura 4.20: Evolução das amplitudes das harmónicas de terceira e quarta ordem com o refinamento da malha para as várias secções de medição definidas ao longo do canal ($f \cdot T = 3$ e $f \cdot T = 4$).

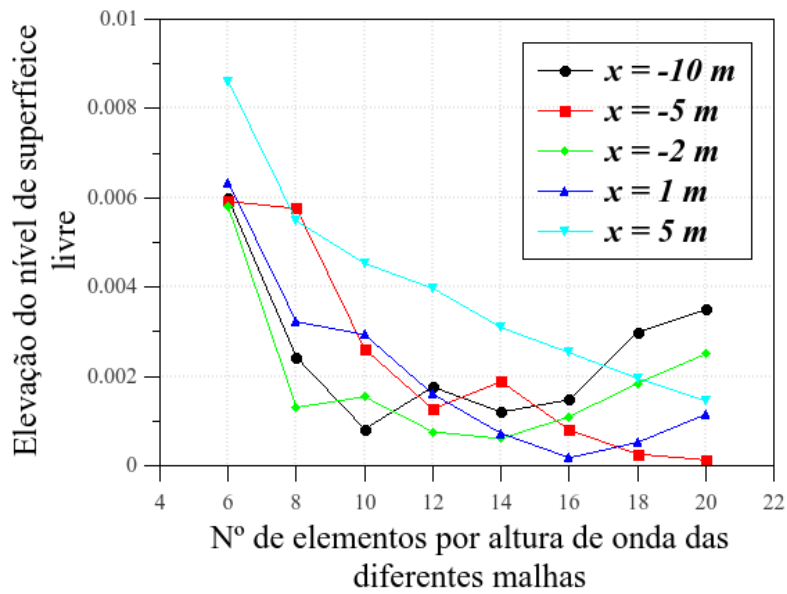


Figura 4.21: Elevação do nível médio da superfície livre ($f \cdot T = 0$) para as várias secções de medição ao longo do canal.

Tabela 4.12: Valor médio temporal do número de Courant máximo espacial, máximo temporal do número médio de Courant máximo espacial e média temporal do número de Courant médio espacial para malhas com diferente número de elementos por altura de onda.

Número de elementos por altura de onda	\overline{Co}_{max}	Co_{max}^{max}	$\overline{\overline{Co}}$
6	0.063802	0.088142	0.011402
8	0.081514	0.123528	0.013291
10	0.09646	0.144163	0.014773
12	0.103174	0.138709	0.0162
14	0.125869	0.176972	0.017726
16	0.178921	0.302311	0.019222
18	0.185562	0.319665	0.02092
20	0.199652	0.383425	0.022514

4.3 Caso de Estudo

4.3.1 Domínio computacional

O canal de ondas modelado para este estudo apresenta uma geometria de fundo semelhante à do canal experimental apresentado na secção 4.1. Difere na parte a jusante, não contendo as rampas de declive 1:20 e 1:2.

O canal tem portanto um comprimento de 26.82 m. É constituído por três zonas horizontais e duas rampas dispostos alternadamente. Junto à zona de geração, no ponto mais a montante, o canal inicia-se com uma zona horizontal entre $x = -16.82$ e -16.5 m à profundidade $z = -1.15$ m, considerando a origem do referencial como o ponto sobre a superfície livre em repouso e que se encontra entre a segunda rampa e a terceira zona de fundo horizontal. Seguida da primeira zona de fundo horizontal tem-se uma rampa de declive 1:11 entre $x = -16.5$ e -12 m que liga a uma zona intermédia horizontal em $z = -0.75$ m propagando-se até $x = -10$ m. Segue-se a última rampa, de declive 1:22 que se estende até à origem do referencial definido, onde uma zona horizontal em $z = -0.3$ m se estende até ao fim do canal em $x = 10$ m.

Na figura 4.22 encontra-se a representação do canal numérico onde *bottom* é o nome da fronteira do domínio que identifica o fundo do canal. O topo do canal encontra-se em $z = 0.3$ m e representa a atmosfera, definido como *atmosphere* como mostra a figura. *inlet* e *outlet* representam as fronteiras de geração e absorção de ondas.

Devido à simetria do canal (figura 4.2) em relação a $y = 0$, o domínio computacional pode ser reduzido para metade, considerando $y = 0$ como plano de simetria do escoamento. Tratando-se de uma simulação tridimensional, que requer um esforço computacional elevado, é uma simplificação que reduz bastante o tempo de simulação e permite obter resultados satisfatórios. A fronteira *sideWall* representa a parede lateral do canal, com a respetiva redução de secção e *middle* o plano de simetria. O canal tem portanto uma redução de secção de 0.5 m para 0.3 m, que se dá na parede lateral (*sideWall*) entre as coordenadas $x = -12.5$ m e $x = -1.75$ m, respetivamente.

Ao longo do canal foram distribuídas sondas numéricas, para o cálculo da superfície livre, e para medir as componentes da velocidade. Encontram-se espaçadas de 20 cm entre $x = -10$ m e $x = 10$ m tal como as sondas de medição de velocidade. As últimas são pontuais e são colocadas seis ao longo da altura, por forma a permitir desenhar o perfil vertical de velocidades. É ainda medida a superfície livre em cada instante de tempo através da função *surfaces* do OpenFOAM. As sondas de nível são colocadas através da função *sampleSet* e as de velocidade através da função *probes*. Estas funções são explicadas nas secções 3.1.4 e 3.1.5. A figura 4.22 esquematiza a geometria do canal numérico, com as posições das sondas que produzem os gráficos das figuras 4.25 e 4.28.

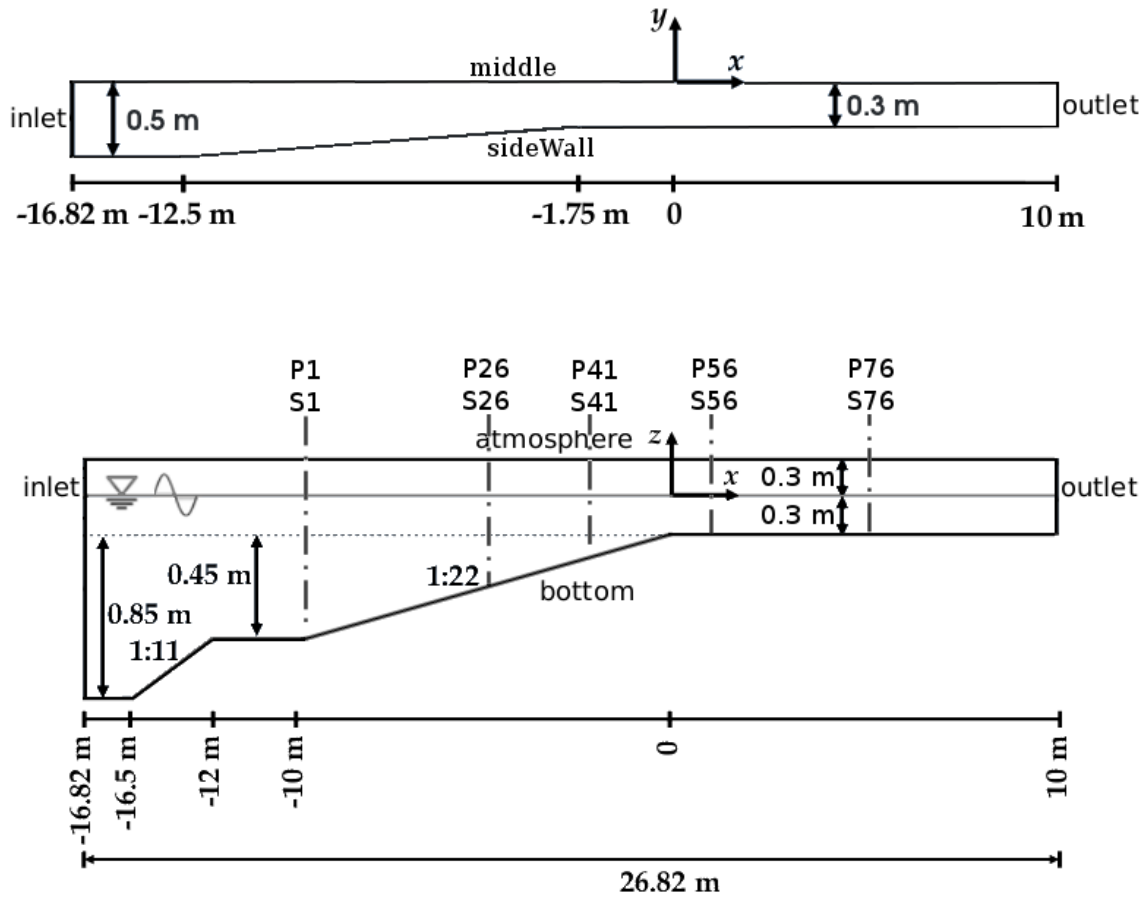


Figura 4.22: Representação do domínio computacional utilizado na simulação numérica com os nomes das fronteiras do domínio e a representação de algumas das sondas.

4.3.2 Condições de simulação

Nesta dissertação realizou-se a validação da simulação numérica com os ensaios experimentais, para a profundidade $d = 0.3$ m e para uma das seis combinações de altura e período de onda em que não ocorre rebentação (a sombreado na tabela 4.1). Na tabela 4.1 assinala-se com x combinação período e altura de onda para a qual se realizou o estudo numérico. Através do gráfico de Le Méhauté (1976) apresentado na figura 4.23 obtém-se a teoria de onda adequada ao caso de estudo dentro dos limites por esta previstos. O ponto é representado por um círculo vermelho com um x sobreposto, indicando que a teoria de onda a aplicar na zona de geração, com profundidade de 1.15 m é a de *Stokes* de segunda ordem.

Na fronteira definida como *inlet* usou-se um gerador de ondas do tipo estático, que impõe as componentes de altura de superfície livre, através da fração de volume de fluido, e da velocidade. São geradas ondas regulares seguindo a teoria de Stokes de segunda ordem. A altura de onda H é de 0.1 m e o período T é de 1.5 s como indica a tabela 4.13.

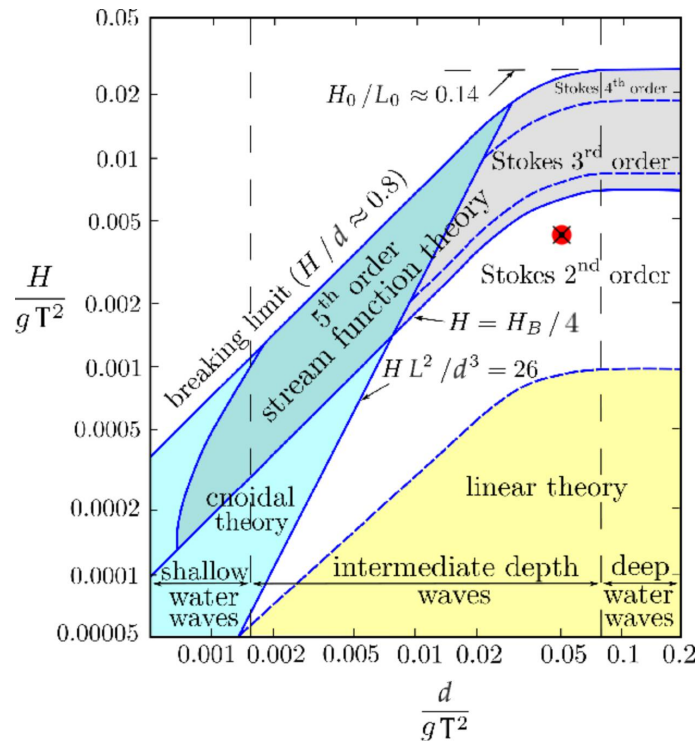


Figura 4.23: Limites de validade para as diferentes teorias de onda e ponto representativo das características da onda em estudo na zona de geração. Adaptado de Kraaiennest (Wikipedia - Water Wave Theories).

A escolha da teoria de onda a ser gerada foi feita com base no gráfico da figura 4.23, impondo a altura de onda, o período e a profundidade na zona de geração. A fronteira *outlet* é uma fronteira de absorção ativa que evita que a onda seja refletida em direção ao gerador. O fundo do canal e a parede lateral (*bottom* e *sideWall*), são definidas como paredes impermeáveis sem escorregamento. A fronteira *middle* (fig. 4.22) é definida como plano de simetria. Numa das simulações realizadas no âmbito desta dissertação foi testado um caso de estudo com os mesmos parâmetros e malha utilizados, em que foi utilizado o modelo $k - \epsilon$, no entanto, os resultados foram semelhantes aos resultados sem o modelo, daí ter-se optado por simplificar considerando escoamento laminar.

Tabela 4.13: Parâmetros da onda incidente no caso de estudo.

Altura de onda, $H(m)$	0.1
Período, $T(s)$	1.5
Profundidade do canal, $d(m)$	1.15
Comprimento de onda, $L(m)$	~ 3.407

4.3.3 Malha em estudo

A malha utilizada na simulação deste caso de estudo foi criada através do *utility* do OpenFOAM *snappyHexMesh*. Este *utility* utiliza uma malha de base criada pelo *blockMesh*

alterando-a. No *blockMesh* foram criados blocos com expansões, tal como no estudo de independência da solução com o número de elementos por comprimento de onda. Neste caso foram criados três blocos, em que na união entre blocos o último elemento de um bloco é igual ao primeiro do bloco adjacente:

I) Um intermédio que abrange a zona da superfície livre, com uma altura de onda acima e abaixo desta, composto por 14 elementos por altura de onda e sem expansão do tamanho do elemento. Foram utilizados mais elementos por comprimento de onda que os casos da secção anterior, nomeadamente 145 elementos, uma vez que a jusante do canal a onda deixa de ser de segunda ordem e é necessário contemplar harmónicas de ordem superior;

II) Acima do bloco que inclui a superfície livre é criado um bloco com expansão do tamanho do elemento de $e = 6$. Este bloco estende-se até à fronteira *atmosphere* (fig. 4.22) em $z = 0.3$ m, sendo $z = 0$ a superfície livre em repouso;

III) O terceiro e último bloco estende-se desde $z = -0.1$ m (fronteira com o primeiro bloco) até $z = -1.15$ m.

Aplicando o *snappyHexMesh* a malha é recortada pela configuração do fundo, que foi desenhada em CAD e os elementos recortados são adaptados a esta configuração. Foi ainda criada uma camada de elementos mais refinados junto à parede do fundo ao longo de todo o canal (*bottom* na figura 4.22), composta por 4 elementos com uma ligeira expansão de $e = 1.25$, por forma a captar fenómenos devido à interação com a parede. A direção lateral contém 10 elementos uniformemente ao longo do canal. No total a malha é composta por aproximadamente 9×10^5 volumes finitos. A malha encontra-se representada na figura 4.24. Para esta malha são realizados 200 s de simulação com um passo de tempo de 0.001 s e com uma frequência de aquisição de dados para todas as medições de aproximadamente 333 Hz. O tempo de execução é aproximadamente de 7 dias, 18 horas e 31 minutos *cores* num processador Intel® Core™ i7-5820K @ 3.3 GHz×12 com 32GB de RAM, utilizando 12 cores de processamento em paralelo.

4.3.4 Comparação de resultados

Na figura 4.25 estão representadas as elevações da superfície livre e espectros de amplitude, para 20 períodos de onda incidente, nas secções $x = -10, -5, -2, 1$ e 5 m para a simulação numérica juntamente com os ensaios experimentais. Os espectros foram obtidos pela aplicação da transformada rápida de Fourier (FFT). Observa-se a transformação da onda à medida que esta se propaga ao longo do canal para zonas de menor profundidade. Nota-se que a forma da onda apresenta uma evolução para características cada vez mais não-lineares (cristas mais acentuadas e cavas mais alongadas). Os resultados mostram que à medida que a onda se propaga para zonas pouco profundas a amplitude das harmónicas, praticamente inexistentes a montante, começam a ter importância. O crescimento da amplitude da frequência fundamental devido ao efeito do empolamento é menor na simulação numérica do que nos dados experimentais, o que pode ser atribuído

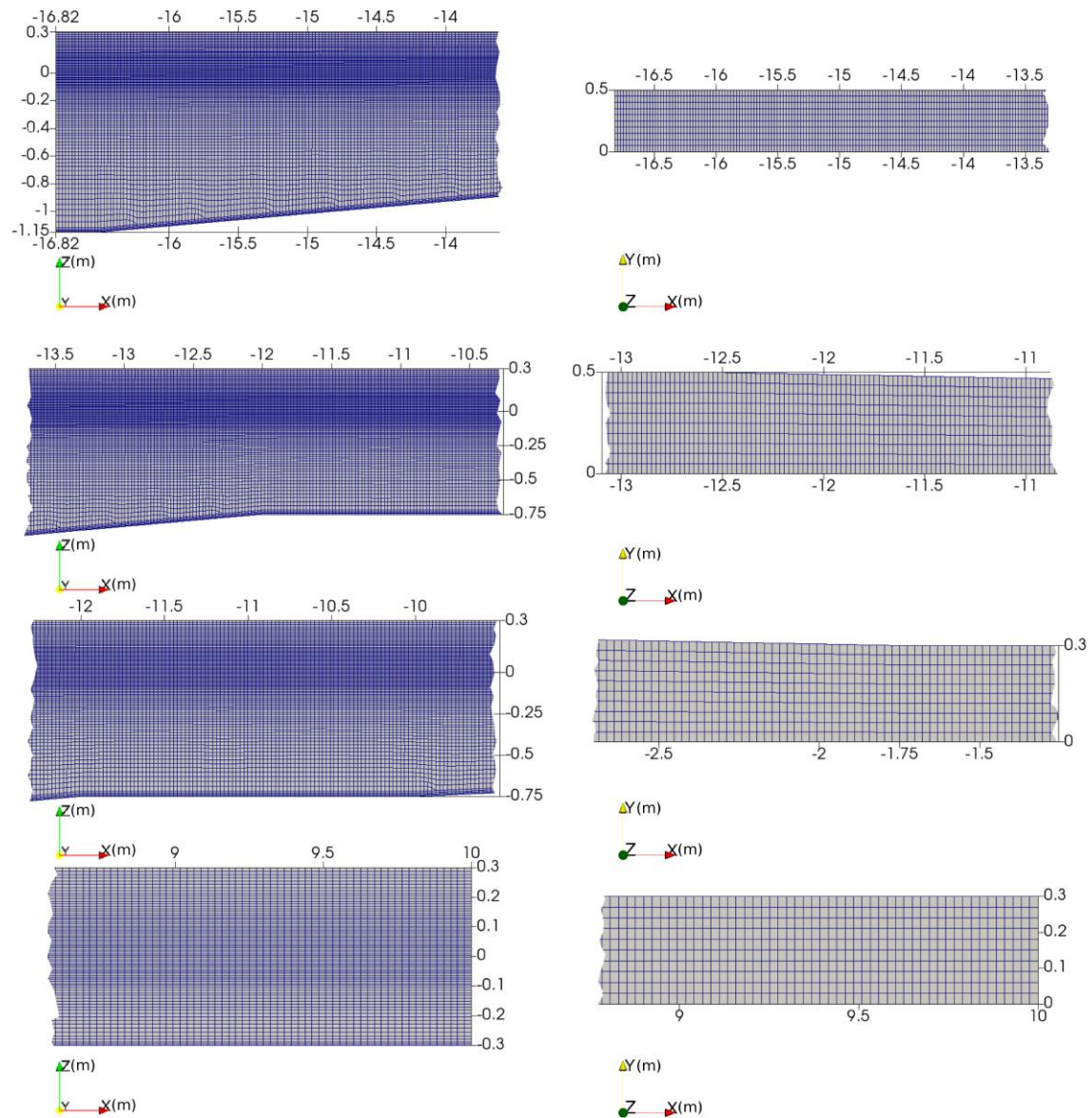


Figura 4.24: Malha para o caso de estudo tridimensional com a geometria principal e alguns pormenores ampliados

à dissipação numérica.

A figura 4.26 apresenta os valores numéricos e experimentais da altura de onda significativa, H_s e o período de onda médio, T_{av} . Verifica-se um aumento da altura significativa ao longo do canal até $x = 0$, tanto para o numérico como para o experimental, devido ao estreitamento do canal. Para $x > 0$ a altura de onda significativa já não aumenta, mas apresenta oscilações que podem indicar reflexão da onda no fim do canal, tendo as oscilações amplitudes semelhantes tanto nos resultados numéricos como nos experimentais. O período médio de onda mantém-se aproximadamente constante ao longo do canal em ambos os resultados.

Na figura 4.27 (esquerda) está representada a comparação da evolução das três componentes da velocidade em função do tempo, durante 20 períodos. Observa-se que: para a componente V_x os resultados obtidos nesta simulação são bastante próximos dos experimentais; para a componente V_y a velocidade é praticamente nula no caso numérico, como seria de esperar face à forma como a onda foi gerada; para a componente V_z , verifica-se que no caso numérico a amplitude é ligeiramente superior à obtida experimentalmente, tomando valores próximos dos obtidos para V_x , o que mostra que a onda simulada tem características mais lineares que diferem da onda experimental.

Na figura 4.27 (direita) faz-se uma representação num diagrama hodógrafo da distribuição das componentes da velocidade nos planos xy , xz e yz para a secção $x = -10$ m. É visível que, para o plano xz , no caso experimental, as componentes da velocidade geram uma órbita elíptica enquanto para a simulação numérica, a órbita é praticamente circular, pois as componentes V_x e V_z tomam valores aproximados ao longo do tempo. Para os planos xy e yz observa-se uma trajetória linear em ambos os casos, pois para o caso experimental a componente V_y toma valores próximos de 0 e no caso numérico a componente V_y é praticamente nula.

Na figura 4.28, encontra-se representada a distribuição bidimensional das componentes da velocidade no plano xz para diferentes posições ao longo do canal de ondas. Verifica-se que no estudo experimental as órbitas elípticas das partículas vão aumentando de dimensão ao longo do canal, consequência direta da diminuição da profundidade e do estreitamento, verificando-se mesmo o achatamento para $x = -2$ m. No caso da simulação numérica, verifica-se que para a posição de $x = -10$ m as partículas possuem órbitas praticamente circulares e que estas órbitas se vão tornando elípticas e mais alongadas ao longo do domínio, tal como no caso experimental. No entanto, uma análise mais atenta permite verificar que, embora achatadas, as distribuições são diferentes, particularmente para V_x negativo e $V_z \sim 0$.

A figura 4.29 apresenta os valores mínimo, médio e máximo da velocidade longitudinal ($V_{x \min}$ $V_{x \text{ av}}$ $V_{x \max}$) ao longo do canal. Observa-se um ligeiro aumento do valor absoluto $V_{x \max}$ e $V_{x \min}$ devido à diminuição da profundidade até $x = 0$, tanto nos resultados numéricos como nos experimentais. Para $x > 0$, ambos os valores são praticamente constantes. Note-se que a simetria entre os valores $V_{x \max}$ e $V_{x \min}$ não se mantém, sendo

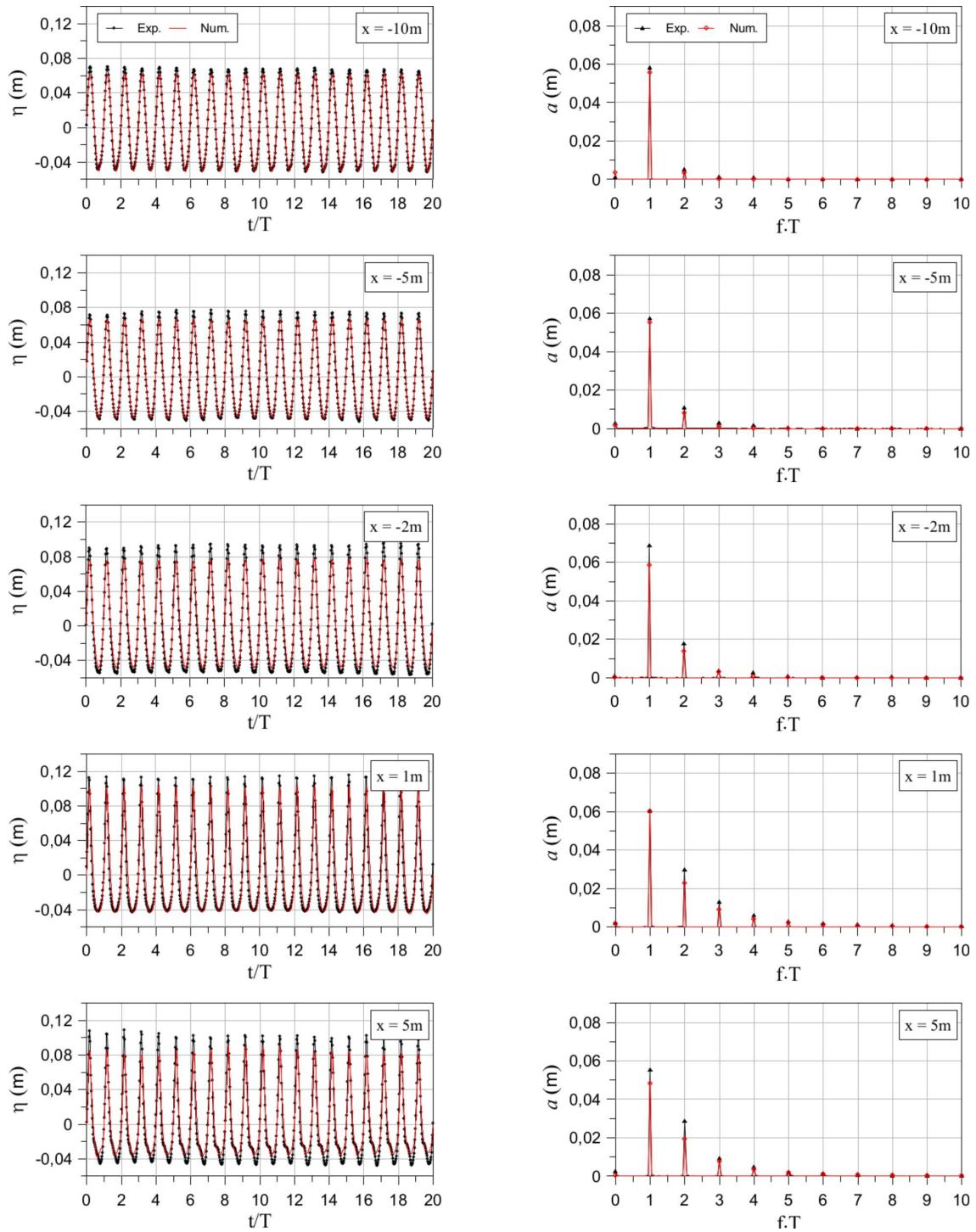


Figura 4.25: Série temporal a espectro de amplitudes da elevação da superfície livre experimental e numérica para uma onda regular incidente ($T = 1.5$ s, $H = 0.1$ m e $d = 0.3$ m) para diferentes secções ao longo do canal.

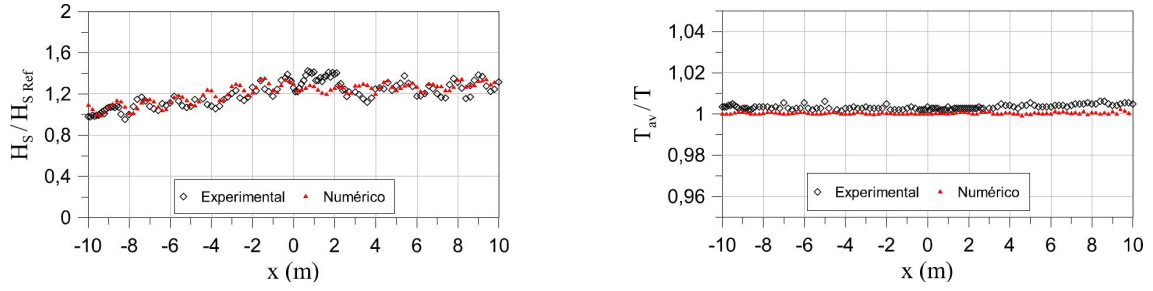


Figura 4.26: Altura significativa H_s e período médio T_{av} de onda ao longo do canal, para uma onda regular incidente ($T = 1.5$ s, $H = 0.1$ m e $d = 0.3$ m).

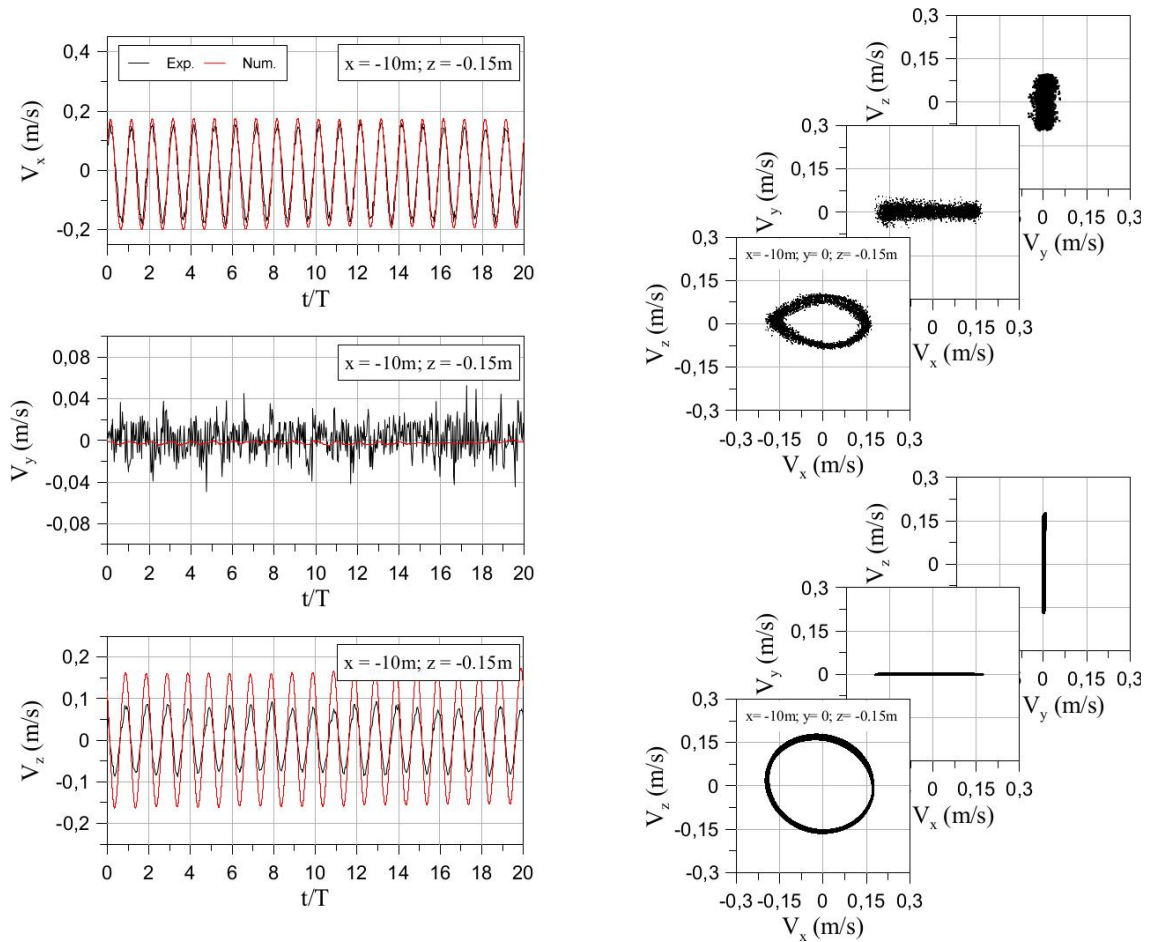


Figura 4.27: Séries temporais, experimentais e numéricas, das componentes da velocidade (esquerda) e hodógrafo de velocidade para os dados experimentais (lado direito, cima) e para a simulação numérica (lado direito, baixo) na posição $x = -10$ m, $y = 0$ m e $z = -0.15$ m.

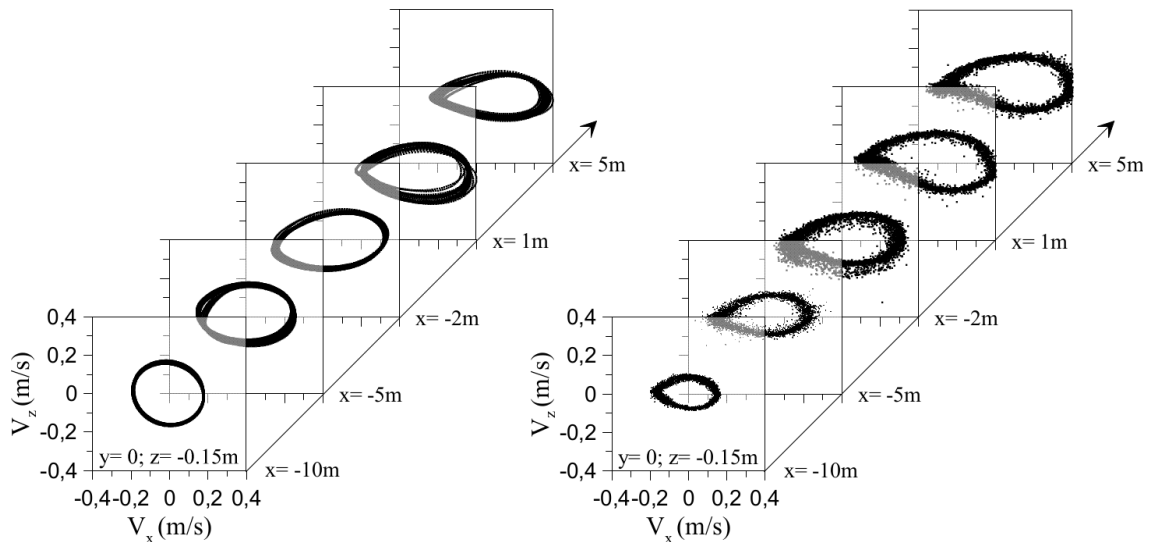


Figura 4.28: Hodógrafo das componentes da velocidade no estudo numérico (esquerda) e experimental (direita) para várias secções ao longo do canal com $y = 0$ e $z = -0.15$ m.

o valor de $V_{x \max}$ superior ao valor absoluto de $V_{x \min}$ (propagação de ondas com características mais não lineares).

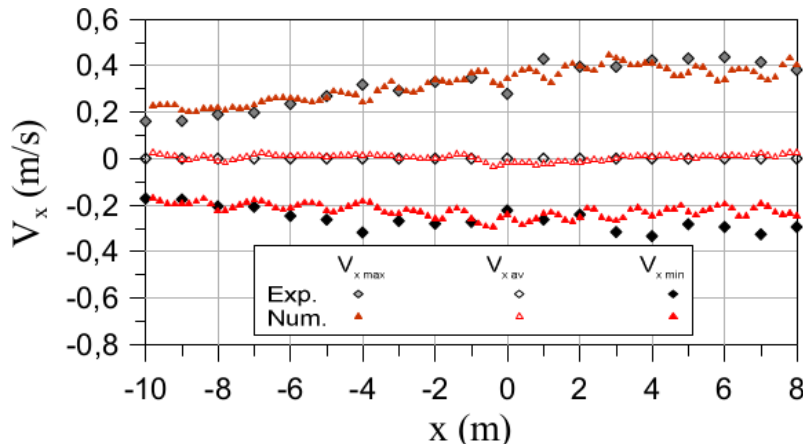


Figura 4.29: Valores mínimo, médio e máximo da componente longitudinal da velocidade ($V_{x \min}$, $V_{x \text{ av}}$ e $V_{x \max}$) ao longo do canal.

A figura 4.30 apresenta os perfis verticais mínimos, médios e máximos, da componente longitudinal da velocidade, para posições seleccionadas ao longo do canal. Verifica-se uma quase simetria entre os valores máximo e mínimo para as regiões de maior profundidade do canal. À medida que a onda se propaga pelo canal, essa simetria vai sendo perdida, no entanto, o valor médio mantém-se próximo de zero. Isto deve-se ao efeito de empolamento. Existe alguma variabilidade nos valores experimentais que pode estar relacionada com imprecisões nas medições da velocidade.

A figura 4.31 representa o gráfico tipo waterfall do caso de estudo numérico, feito para

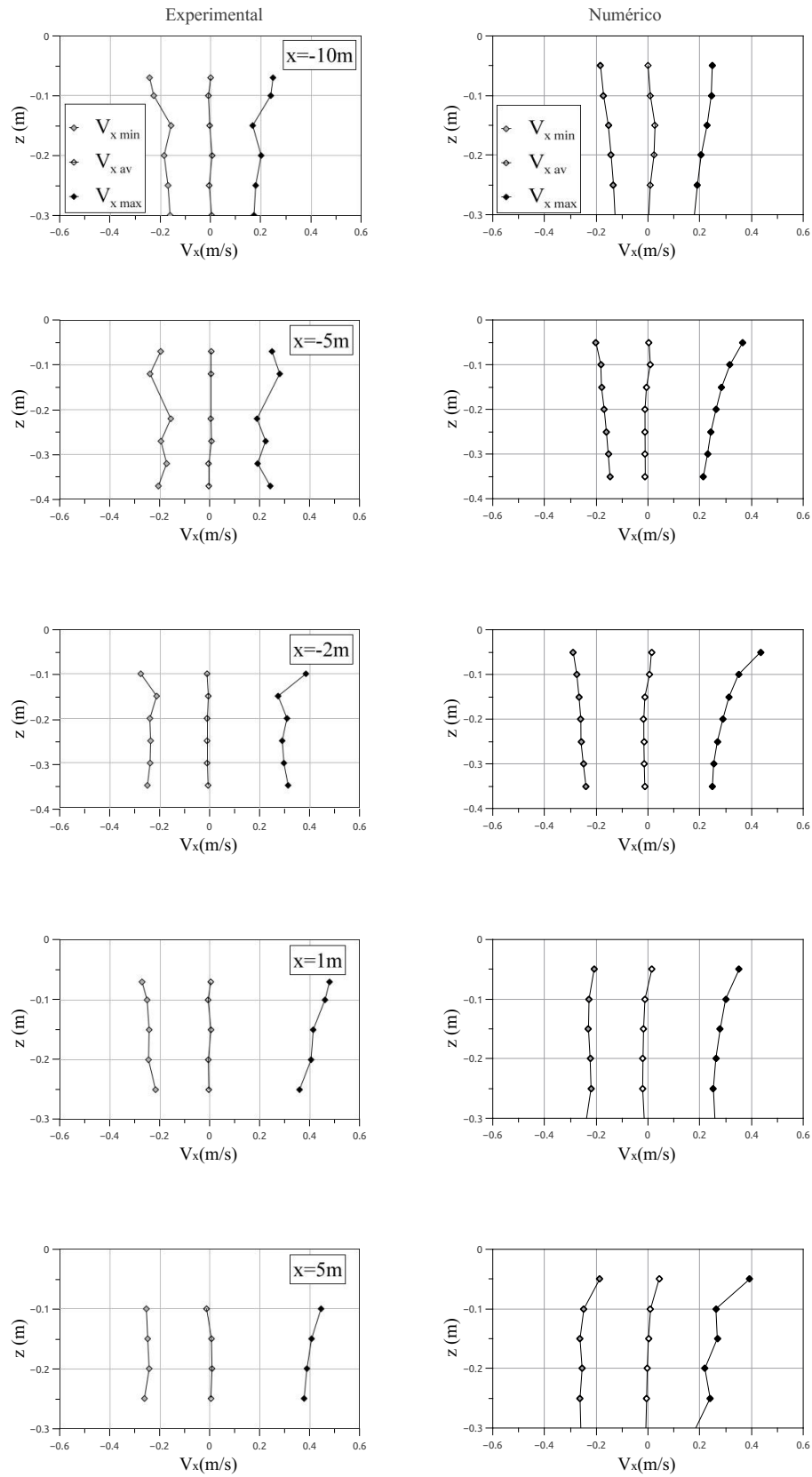


Figura 4.30: Perfis verticais de mínimos, médios e máximos, da componente longitudinal da velocidade para posições selecionadas ao longo do canal.

uma secção transversal em $y = 0$. Através deste gráfico é possível verificar a existência de ondas refletidas significativas e avaliar a onda num todo durante o tempo de simulação e ao longo do canal. São representados 80 s de simulação. Verifica-se algumas oscilações que se manifestam mais a partir de $x > 0$, a partir da zona de menor profundidade, depois da variação de profundidade, que pode estar relacionadas com um início de rebentação depois do empolamento, uma vez que esta onda é uma das ondas da tabela 4.1 que se encontra perto dos limites de rebentação. É também visível alguma reflexão muito ligeira. Nota-se também, a existência de uma perturbação inicial, entre $x = -5$ e -6 m. Esta ligeira perturbação vai-se dissipando. O seu aparecimento deve-se a uma pequena distorção no processo de criação da malha que fez com que os elementos não estejam completamente alinhados com a direção horizontal. Assim à um pequeno degrau na configuração do volume de fluido (do método VOF) inicial, uma vez que a linha da superfície livre está alinhada com a direção horizontal. Esta perturbação não influencia os resultados pois diverge rapidamente, dissipando-se.

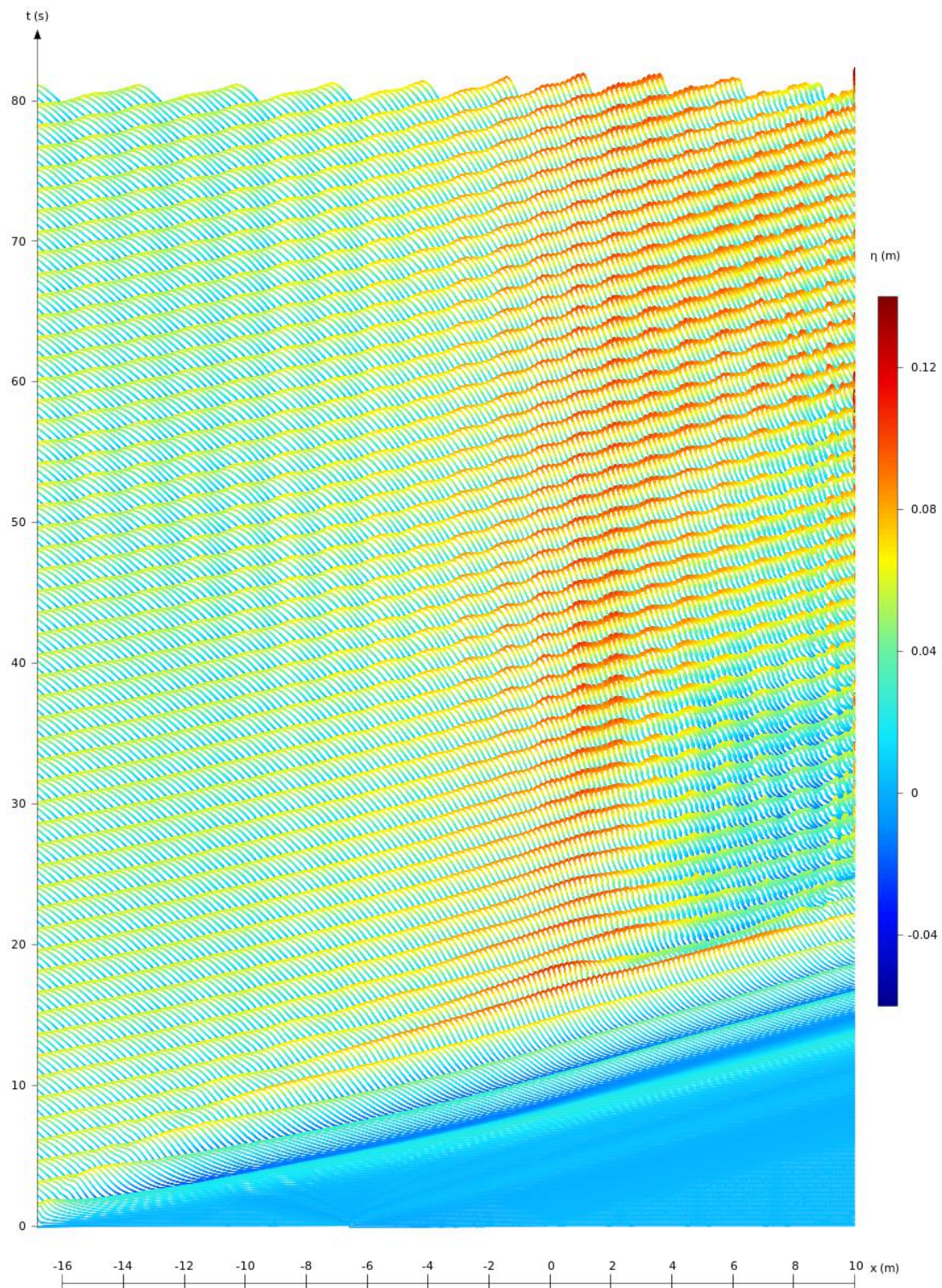


Figura 4.31: Gráfico do tipo waterfall, que relaciona a elevação de superfície livre da onda, com a posição ao longo do canal e com o tempo.

CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

O objetivo principal deste estudo foi o de dar um contributo para a validação do solver IHFOAM, implementado no código numérico OpenFOAM, para o estudo da propagação de ondas num canal com fundo variável. Com este propósito foi realizado um caso de estudo com base nos ensaios experimentais realizados por Conde et al. (2012) no canal de ondas do Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC). Foram feitos testes iniciais num canal mais simples por forma a auxiliar na criação de uma malha de estudo adequada. A validação deste tipo de *software* é um processo necessário para garantir que a sua aplicabilidade em problemas semelhantes produz resultados com um determinado grau de precisão. Contribui também para o conhecimento de ferramentas que podem auxiliar em projetos complexos de engenharia costeira, e complementar experiências físicas que muitas vezes estão na base desse tipo de projetos. Este software tem ainda a vantagem de ser de código aberto, o que permite a sua livre utilização e manipulação para aplicar a diferentes casos.

Numa primeira fase foram realizadas simulações de uma geometria simples bidimensional sem variação de fundo, com o objetivo de comparar a influência da malha na precisão de resultados da medição do nível de superfície livre. Foi também feito um estudo da influência do passo de tempo na medição do nível de superfície livre, onde foi avaliado o número de Courant, que permite perceber a dependência do tamanho do elemento com o passo tempo, para captar todos os fenómenos de interesse. Numa segunda fase foi feita a simulação numérica de uma geometria tridimensional, com variação de fundo, em que se fez várias medições através de sondas numéricas de superfície livre e sondas de velocidade, que permitiram avaliar a evolução da onda ao longo do canal, obtendo a elevação da superfície livre para vários instantes ao longo do canal, trajetória de partículas, máximos, médios e mínimos das componentes da velocidade. Aqui foi testada uma onda com período de $T = 1.5$ s e altura de onda de $H = 0.1$ m.

Os resultados obtidos no estudo de independência da malha e convergência mostram que o número de elementos por comprimento de onda deve ser tal que seja capaz de captar corretamente a interface entre fluidos e para o caso de ondas não-lineares, como é o caso, deve captar corretamente as harmônicas de ordem superior. No entanto, elementos demasiado alongados tendem a produzir piores resultados, ou seja, a partir de um certo ponto, o aumento do número de elementos na direção por exemplo do comprimento de onda deve ser complementado com um aumento de elementos por altura de onda, evitando um alongamento demasiado grande. Apesar disso, o número de elementos na malha é um fator limitativo, já que se torna inviável ter simulações com um grande consumo de tempo e esforço computacional. Por vezes, uma pequena diferença de resultados não compensa o tempo de simulação e o esforço computacional requerido. Há ainda uma dependência entre a malha e o passo de tempo a utilizar, que fica definida pelo número de Courant e como se verificou no estudo do passo de tempo, para uma malha que seja capaz de captar todas as harmônicas de uma onda não linear o passo de tempo deve ser tão pequeno que faça com que o valor do número de Courant tome um valor menor que 1, neste caso tomou-se como base o valor do número de Courant de 0.3 por ter sido o utilizado em algumas simulações realizadas por Higuera (2015). Para uma onda com período de 1.1 s e altura de 0.08 m, com uma malha com 12 elementos por altura de onda e 120 por comprimento, obteve-se um número de Courant aceitável para um passo de tempo de 0.01 s.

Relativamente ao caso de estudo, conclui-se que os resultados das simulações numéricas estão em concordância com os dados dos ensaios experimentais. Apresentam, no entanto, alguma dissipação numérica, que se verifica pelos gráficos das séries temporais e pela redução de amplitude na frequência fundamental e nas suas harmônicas. A evolução da altura significativa ao longo do canal apresenta uma grande semelhança entre resultados numérico e experimental, tanto no seu crescimento devido ao empolamento da onda como na fase final do canal onde a profundidade é constante e se verifica que ambos se mantêm aproximadamente constantes. Ambos os valores de alturas significativas apresentam oscilação, que pode estar relacionada com alguma reflexão. O período médio mantém-se constante ao longo de todo o canal. As séries temporais da velocidade complementadas pela representação de hodógrafos, permitem concluir que, apesar de os dados das sondas de superfície livre mostrarem um comportamento semelhante entre resultados numérico e experimental, existem diferenças importantes entre ambos. Isto leva a crer que podem existir no caso experimental ondas transversais que são verificáveis também através da dispersão das componentes transversais da velocidade e que possivelmente existirão diferenças entre os geradores de onda numérico e experimental, que poderão ter influência nos perfis de velocidades gerados. Conclui-se ainda que tanto no numérico como no experimental o mínimo médio e máximo da componente longitudinal da velocidade aumenta na zona de variação de profundidade, mantendo-se constante na zona de profundidade constante, não mantendo simetria entre os seus valores absolutos o que confirma as características não lineares da onda, verificadas também pelo

aparecimento de harmônicas de ordem superior nos espectros de amplitude. Finalmente, a simetria nas zonas de maior profundidade entre os perfis verticais de velocidade máximos e mínimos vai-se perdendo à medida que a onda se propaga ao longo do canal, confirmando mais uma vez a concordância da componente longitudinal da velocidade entre resultados numéricos, que não se obtém para a componente vertical.

Para dar continuidade ao trabalho aqui realizado, seria interessante explorar a aplicação de malhas semelhantes à aqui utilizada para os outros períodos e alturas de onda ensaiados em Conde et al. (2012). Seria interessante também explorar as ondas bicromáticas e irregulares aplicando modelos de turbulência adequados às irregulares. Para efeitos de avaliar a qualidade dos resultados poderia também ser aplicado um tipo de gerador do tipo pistão, implementado neste e noutros *solvers* que entretanto têm sido lançadas, bem como testar novas versões do OpenFOAM, que entretanto permitem incluir as fronteiras de geração e absorção do IHFOAM.

BIBLIOGRAFIA

- Airy, G. B. (1845). "Tides and Waves". Em: *Encyc. Metrpo.* Pp. 241–396.
- Babanin, A. V. (2011). *Breaking and dissipation of ocean surface waves*. Cambridge University Press.
- Brown, E., J. B. Wright, A. Colling e D. Park (1999). *Waves, Tides and Shallow-Water Processes*. Ed. por J. Wright, A. Colling e D. Park. 2ª ed. Oceanography series. Oxford, Boston: Butterworth-Heinemann, in association with the Open University.
- Collette, B. e D. Falck (2012). *FreeCAD [How-to]. Solid Modeling with the Power of Python*. Birmingham: Packt Publishing.
- Conde, J. M. P., R. Reis, C. J. Fortes e D. R. C. B. Neves (2012). "Wave Propagation on a Flume : Physical Modelling". Em: *Thermal Engineering* 11, pp. 22–29.
- Conde, J. M. P., C. J. E. M. Fortes, E. Didier e R. Lemos (2013a). "Physical Modelling of Bichromatic Wave Propagation and Wave Breaking in a Wave Flume". Em: *6th SCACR – International Short Course/Conference on Applied Coastal Research*. Lisboa, Portugal.
- Conde, J. M. P., C. J. E. M. Fortes, E. Didier, R. Lemos e R. Reis (2013b). "Physical Modelling of Bichromatic Waves with and without Wave Breaking". Em: *Congress of Numerical Methods in Engineering*. Bilbao, Espanha.
- Conde, J. M. P., C. J. E. M. Fortes, R. Lemos e R. Reis (2013c). "Physical Modelling of Irregular Waves with Wave Breaking". Em: *8th Portuguese Workshop on Coastal and Port Engineering*. Lisboa, Portugal.
- Cooley, J. W. e J. W. Tukey (1965). "An Algorithm for the Machine Computation of Complex Fourier Series". Em: *Mathematics of Computation*. Vol. 19, pp. 297–301.
- Dean, R. G. e R. A. Dalrymple (1984). *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*. Vol. 2. Advanced Series on Ocean Engineering. Singapore: World Scientific Publishing Company.
- Del Jesus, M., J. L. Lara e I. J. Losada (2012). "Three-dimensional interaction of waves and porous coastal structures. Part I: Numerical model formulation". Em: *Coastal Engineering* 64, pp. 57–72.
- Demirbilek, Z. e C. L. Vincent (2008). "PART II - Water Wave Mechanics". Em: *Costal Engineering Manual*. EM 1110-2-1100. U.S. Army Corps of Engineers. Cap. 1.
- Dingemans, M. W. (1997). *Water Wave Propagation over Uneven Bottoms*. Advanced Series on Ocean Engineering. Singapore: World Scientific Publishing Company.

- Endres, L., D. R. C. B. Neves, E. Didier, C. J. E. M. Fortes e T. Okamoto (2011). "Performance Evaluation of Numerical Models to Simulate Waves Along a Wave Channel". Em: *Congress of Numerical Methods in Engineering (CMNE2011)*. Coimbra, Portugal.
- Geuzaine, C. e J.-F. Remacle (2009). "Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities". Em: *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 79.11, pp. 1309–1331.
- Higuera, P. (2015). "Application of Computational Fluid Dynamics to Wave Action on Structures". PhD. Universidade de Cantabria.
- Higuera, P., J. L. Lara e I. J. Losada (2013). "Realistic wave generation and active wave absorption for Navier–Stokes models Application to OpenFOAM®". Em: *Coastal Engineering* 71, pp. 102–118.
- Hirt, C. W. e B. D. Nichols (1981). "Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries". Em: *Journal of Computational Physics* 39, pp. 201–225.
- IHFOAM (2014). *IHFOAM Manual*. IHCantabria.
- Issa, R. I. (1985). "Solution of the Implicit Discretized Fluid Flow Equations by Operator Splitting". Em: *Journal of Computational Physics* 62.1, pp. 40–65.
- Jacobsen, N. G., D. R. Fuhrman e J. Fredsøe (2012). "A wave generation toolbox for the open-source CFD library: OpenFoam". Em: *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, pp. 1073–1088.
- Jasak, H. (1996). "Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows". PhD thesis. Imperial College of Science, Technology e Medicine.
- Lara, J. L., A. Ruju e I. J. Losada (2010). "Reynolds averaged Navier-Stokes modelling of long waves induced by a transient wave group on a beach". Em: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. Vol. 467. 2129, pp. 1215–1242.
- Le Méhauté, B. (1976). *An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves*. New York, NY, USA: Springer-Verlag.
- Mansard, E. P. D. e E. R. Funke (1980). "The Measurement of Incident and Reflected Spectra Using a Least Squares Method". Em: *17th International Conference of Coastal Engineering*. Sidney: American Society of Civil Engineers, pp. 154–172.
- Massel, S. R. (1996). *Ocean Surface Waves: Their Physics and Prediction*. Vol. 11. Advanced series on ocean engineering. Singapore: World Scientific Publishing Company.
- Mei, C. C., M. Stiassnie e D. K. P. Yue (2005). *Theory and Applications of Ocean Surface Waves*. Vol. 23. Advanced Series on Ocean Engineering. Singapore: World Scientific Publishing Company.
- Neves, D. R. C. B., L. Endres, C. J. E. Fortes e T. Okamoto (2011). "Physical Modelling of Wave Propagation and Wave Breaking in a Wave Channel". Em: *5th SCACR International Short Conference on Applied Coastal Research*. Aachen, Germany.

- Neves, D. R. C. B., L. A. M. Endres, J. E. Fortes, C. M. e T. Okamoto (2012). “Directional Spreading Model in a Wave Channel: Wave Propagation and Wave Breaking”. Em: *Ocean Engineering* 55, pp. 148 –160.
- Okamoto, T., C. J. Fortes e D. R. Basco (2010). “Bore Propagation Speed at the Termination of Wave Breaking”. Em: *32nd International Conference on Coastal Engineering*. Shangai, China.
- OpenFOAM® (2013). *The Open Source CFD Toolbox - User Guide*.
- Patankar, S. V. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation, McGraw-Hil.
- Sundar, V. (2016). *Ocean wave mechanics: Applications in Marine Structures*. John Wiley & Sons Ltd.
- Versteeg, H. K. e W Malalasekera (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*. 2ª ed. McGraw-Hill.
- Wesseling, P. (2009). *Principles of Computational Fluid Dynamics*. Vol. 29. New York, NY, USA: Springer-Verlag.
- Zelt, J. e J. Skjelbreia (1992). “Estimating Incident and Reflected Wave Fields Using an Arbitrary Number of Wave Gauges”. Em: *Proc. 23rd Coastal Engineering Conf*, pp. 777–789.

URL:

- Aprh.pt (2017). *Glossário de Gestão Costeira Integrada*. URL: <http://www.aprh.pt/rgci/glossario/> (acedido em 24/09/2017).
- CFD Direct. *The OpenFOAM Foundation*. URL: <http://cfd.direct/openfoam/about/> (acedido em 30/11/2016).
- HELYX *Advanced CFD Software Suite | engys*. URL: <http://engys.com/products/helyx> (acedido em 30/06/2017).
- Higuera, P. (2014). URL: <https://www.cfd-online.com/Forums/openfoam-community-contributions/138987-ihfoam-thread-3.html#post511455> (acedido em 24/09/2017).
- Jacobsen, N. G. (2014). URL: <https://www.cfd-online.com/Forums/openfoam-community-contributions/138987-ihfoam-thread-3.html#post510133> (acedido em 24/09/2017).
- Kraaiennest. *Wikipedia - Water Wave Theories*. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/File:Water_wave_theories.svg (acedido em 24/09/2017).
- simFlow CFD Software - OpenFOAM® GUI*. URL: <https://sim-flow.com/about/> (acedido em 24/09/2017).

A N E X O



ÁRVORE DE DIRETORIAS DO CASO DE ESTUDO DO
OPENFOAM® COM O *solver* IHFOAM

ANEXO A. ÁRVORE DE DIRETORIAS DO CASO DE ESTUDO DO OPENFOAM® COM O SOLVER IHFOAM

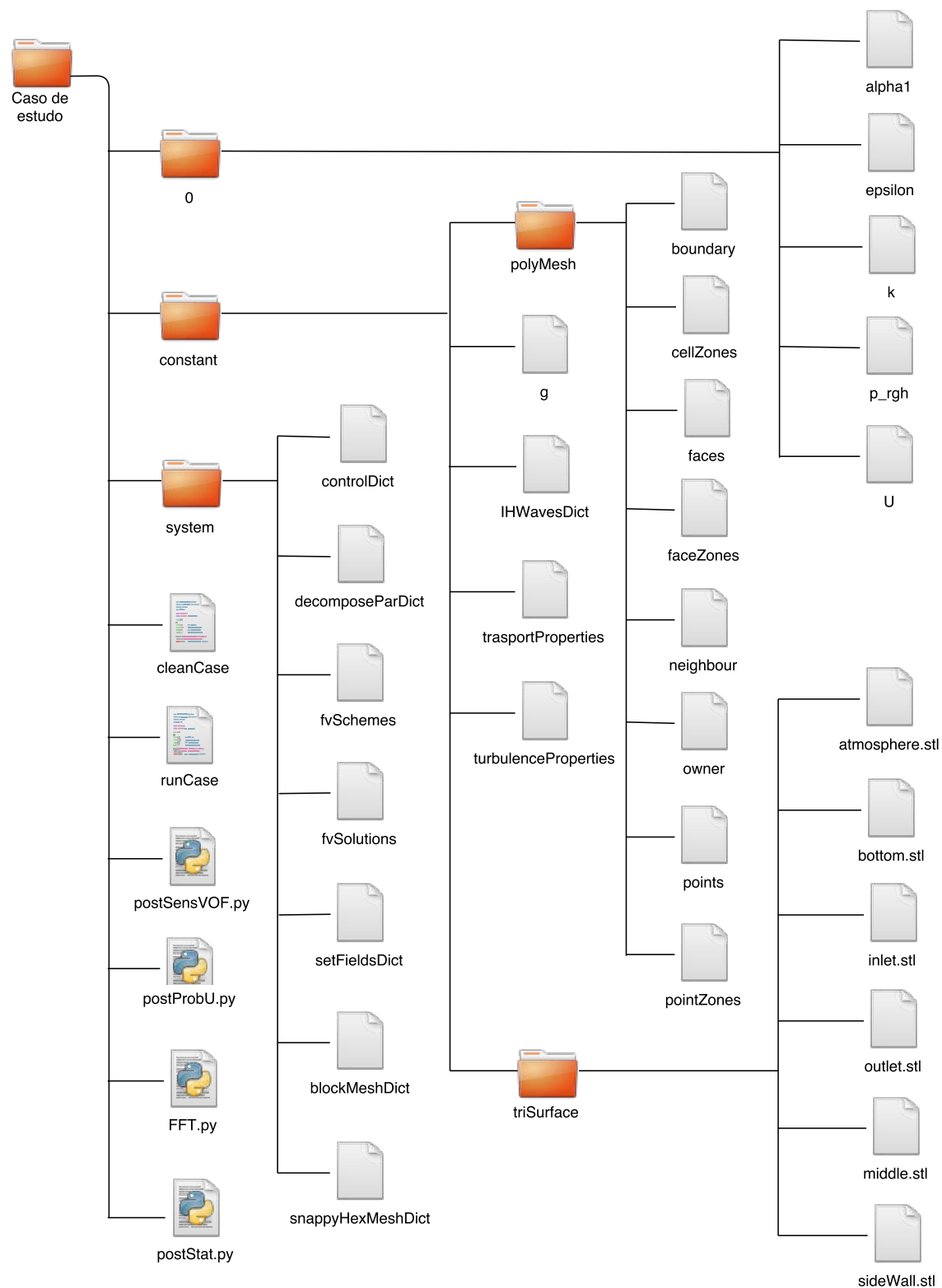


Figura A.1: Diagrama de diretórias em árvore que representa o conjunto de ficheiros e pastas para realizar uma das simulações realizadas nesta dissertação.